

Série A, Paris

N°3.116d'ordre

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Omar RAHMOUNI

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude des noyaux de l'étain
à une couche fermée à partir de la
désintégration des isotopes de l'antimoine et
du tellure.

2^e THÈSE: Propositions données par la faculté

Soutenues le 18 Avril 1969 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC
ARVIEU
BASILE
M^{le} ALBOUY

President
Examineurs
Invitée

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Omar RAHMOUNI

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude des noyaux de l'étain
à une couche fermée à partir de la
désintégration des isotopes de l'antimoine et
du tellure.

2^e THÈSE : Propositions données par la faculté

Soutenues le 18 Avril 1969 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC
ARVIEU
BASILE
Mlle ALBOUY

Président

Examinateurs

Invitée



REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Mr. le Professeur J.Teillac, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire des Facultés des Sciences de Paris et d'Orsay, qui m'a offert l'hospitalité dans son Laboratoire et qui n'a cessé de me prodiguer conseils et encouragements, depuis que je travaille sous sa direction. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Ce travail n'aurait pu être exécuté sans l'aide constante de Melle Albouy, Maître de Recherche, qui par ses conseils judicieux m'a permis de surmonter de nombreuses difficultés expérimentales. Je la remercie pour son aide et sa constante bienveillance.

J'exprime toute ma reconnaissance à Mr. le Professeur R.Arviu qui n'a cessé de m'apporter des indications précieuses sur la théorie.

Je remercie chaleureusement le Dr. J.Vanhorenbeeck avec lequel j'ai eu des discussions fructueuses sur les résultats expérimentaux.

Je suis redevable à de nombreux chercheurs dont Melle M.Pautrat, MM. J.M.Lagrange et H.Sergolle pour leur collaboration amicale ainsi que Mr. L.Marcus pour la mise au point des détecteurs au Germanium utilisés.

Je remercie également les équipes du Synchrocyclotron, du Séparateur d'isotopes et tout particulièrement Mr. J.Obert pour son aide efficace.

TABLE DES MATIERES

Pages.

Introduction

1

Chapitre I : Propriétés générale et théorie des noyaux à couche fermée

I A : Généralités

3

I B : Noyaux vibrationnels

1 Modèle hydrodynamique

4

2 Modèle en couche étendu

14

3 Description microscopique des isotopes de l'étain.

33

Chapitre II : Description de l'appareillage

II A : Spectroscopie gamma

42

II B : Spectroscopie beta

47

II C : Coïncidences gamma - gamma

50

II D : Production de sources

55

Chapitre III : Résultats expérimentaux et discussion

III A : Les isotopes pairs de l'étain 114-116-118-120

57

III B : Les isotopes impairs de l'étain : 113-115

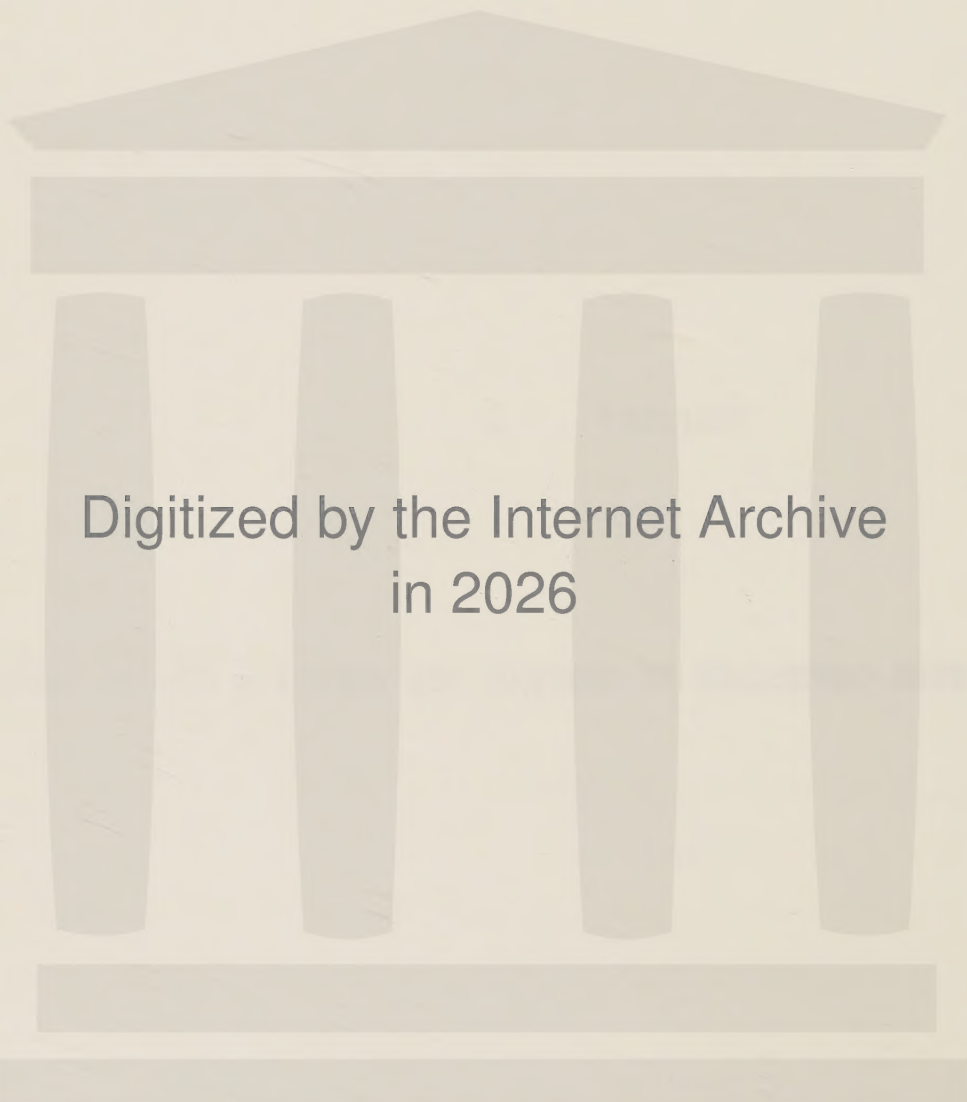
98

III C : Discussion

108

Conclusion

PROPRIETES GENERALES ET THEORIE DES NOYAUX A COUCHE FERMEE.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552201_0007

INTRODUCTION

La théorie des noyaux vibrationnels a bénéficié ces dernières années d'un regain d'intérêt. Certains états excités de ces noyaux très proches de la forme sphérique possèdent une nature collective vibrationnelle nette.

Le modèle hydrodynamique de Bohr et Mottelson traite ces états à l'aide d'excitations de phonons. Les prévisions de ce modèle ont rencontré un grand succès dans certains noyaux pair-pair (Cd, Te) où sont mis en évidence les états du triplet à deux phonons quadrupolaires en plus des premiers états 2^+ et 3^- à un phonon quadrupolaire et octupolaire respectivement. Par contre, dans les noyaux à une couche fermée, l'identification des membres du triplet n'est pas résolue. Outre cette difficulté, le modèle hydrodynamique ne peut prévoir les états de particule qui co-existent avec les états collectifs.

Actuellement c'est le modèle en couches "étendu" qui arrive à décrire l'ensemble des états ci-dessus (Ni, Sn, Pb). Diverses descriptions en termes de configurations de quasi-particules ont été faites par plusieurs groupes de théoriciens. Des calculs détaillés ont été publiés sur les noyaux pairs d'étain par le Laboratoire d'Orsay et sur les isotopes de masse impaire par le Laboratoire de Pittsburgh.

L'intérêt d'une confrontation de résultats expérimentaux avec ces nouvelles prévisions théoriques nous a paru profitable.

En effet, la mesure des énergies et des intensités des rayonnements nucléaires s'est beaucoup améliorée par l'utilisation des jonctions depuis 1965. A ceci il faut ajouter la possibilité de produire des isotopes déficients en neutrons grâce au Synchrocyclotron à énergie élevée et leur séparation avec une grande pureté. Ainsi donc, nous avons entrepris l'investigation des schémas de niveaux des noyaux d'étain à partir de la désintégration des isotopes d'antimoine et de tellure.

I.A. GENERALITES

Les propriétés physiques des noyaux ne sont pas uniformes. On distingue trois ensembles de noyaux, un ensemble de noyaux dits "rotationnels" qui sont déformés et ont des structures de bandes bien caractéristiques, un ensemble de noyaux dits "vibrationnels" qui sont proches de la forme sphérique et ont une structure des spectres de niveaux identique; et un ensemble de noyaux dits "de transition" qui ne sont pas très déformés du moins à l'état fondamental et dont les propriétés sont intermédiaires entre celles des rotationnels et des vibrationnels.

Faute d'une théorie unique pour expliquer, par exemple, les nombreuses propriétés électromagnétiques, un certain nombre de modèles sont proposés. Pour les noyaux "rotationnels", les calculs de Nilsson¹ sont utilisés avec beaucoup de succès. Pour les noyaux "vibrationnels", le modèle hydrodynamique de Bohr et Mottelson² ainsi que les calculs de nature microscopique, basés sur le modèle en couches de la quasi-particule indépendante, permettent d'expliquer de nombreuses propriétés expérimentales. Ces derniers calculs tendent à l'utilisation d'une interaction nucléaire simple, dite "effective", dont la détermination de certains paramètres nécessite de nombreux résultats expérimentaux.

I.B. NOYAUX VIBRATIONNELS

I.B. 1. Modèle hydrodynamique

Les noyaux pair-pair au voisinage des couches fermées possèdent une forme sphérique. Les excitations collectives de ces noyaux sont des oscillations harmoniques autour de la forme sphérique, avec un très faible taux de composantes anharmoniques. Le modèle hydrodynamique de Bohr et Mottelson² traite la matière nucléaire comme incompressible. Le rayon de la surface du noyau, pour de petites déformations autour de la forme sphérique, est :

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1)$$

R_0 : rayon de la sphère

a : paramètres de déformation qui déterminent la forme du noyau :

$-\lambda < \mu < \lambda$ avec une forme à symétrie axiale si $\mu = 0$

$Y_{\lambda\mu}$: fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique.

Chaque mode d'oscillation de surface correspond à un quantum d'énergie ou phonon de moment angulaire λ , de projection μ sur un axe fixe et de parité $(-1)^\lambda$, fig.1.

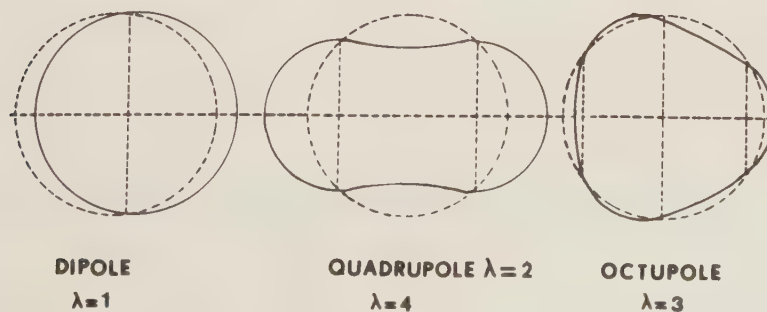


Fig 1: Déformations multipolaires des Noyaux

Les phonons quadrupolaires correspondent à $\lambda = 2$. La surface du noyau est décrite par :

$$R = R_0 \left[1 + \sum_{\mu} a_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad a_{\mu} = (-)^{\mu} a_{-\mu} \quad (2)$$

Quand les axes du système lié au noyau coïncident avec les axes principaux de l'ellipsoïde ($a_1 = a_2 = 0$), on peut définir de nouvelles variables β et γ telles que :

$$a_0 = \beta \cos \gamma \quad : \quad a_2 = a_{-2} = \frac{\beta}{\sqrt{2}} \sin \gamma \quad (3)$$

Ainsi certaines bandes d'oscillation sont dites " β " et d'autres " γ ", fig.2.

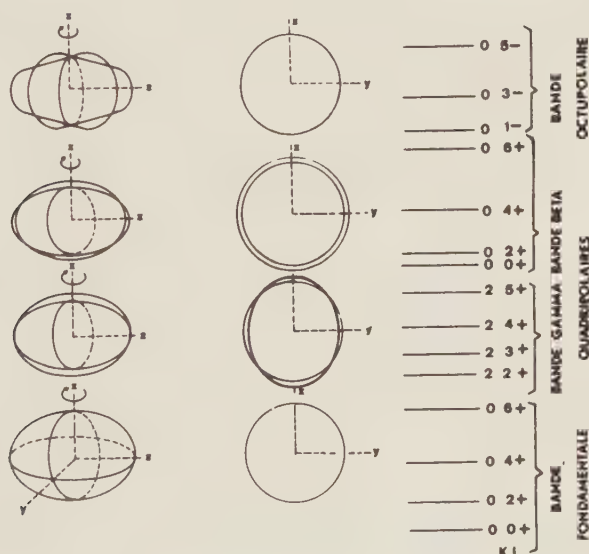


Fig 2: Classification β, γ des excitations d'un noyau déformé

L'Hamiltonien des phonons quadrupolaires s'écrit :

$$H = E_0 + \sum_{\mu} H_{2\mu} \quad (4)$$

Par analogie avec l'équation d'une particule de masse B se déplaçant dans un potentiel d'oscillateur harmonique à une dimension, l'Hamiltonien s'écrit :

$$H_{2\mu} = \frac{1}{2} B_2 |\dot{a}_{2\mu}|^2 + \frac{1}{2} C_2 |a_{2\mu}|^2 \quad (5)$$

E_0 : énergie du noyau sphérique au repos

B_2 : paramètre qui mesure l'effet d'inertie du noyau

C_2 : résistance du noyau à la déformation quadrupolaire

La fréquence d'oscillation est : $\omega = \sqrt{\frac{C_2}{B_2}}$

Avec un potentiel harmonique de la forme $V = \frac{1}{2} C_2 \beta^2$, le spectre est fourni par :

$$E_N = \hbar \omega \left(-N + \frac{5}{2} \right) \quad (6)$$

$N = 0$ correspond à zéro phonon et à l'état fondamental collectif 0_1^+

$N = 1$ correspond à un phonon et au premier état collectif 2_1^+

$N = 2$ correspond à deux phonons et aux états dégénérés collectifs dits "triplet" 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ .

$N = 3$ correspond aux états collectifs dégénérés 0 , 2 , 3 , 4 , 6 de parité positive.

Ce type de noyau se rencontre dans un vaste domaine de nombre de masse mais surtout pour $66 < A < 150$. Les régularités systématiques les plus importantes qui caractérisent ces noyaux sont :

$$2 < E_{2_2^+} / E_{2_1^+} < 2,5$$

fig.3 .

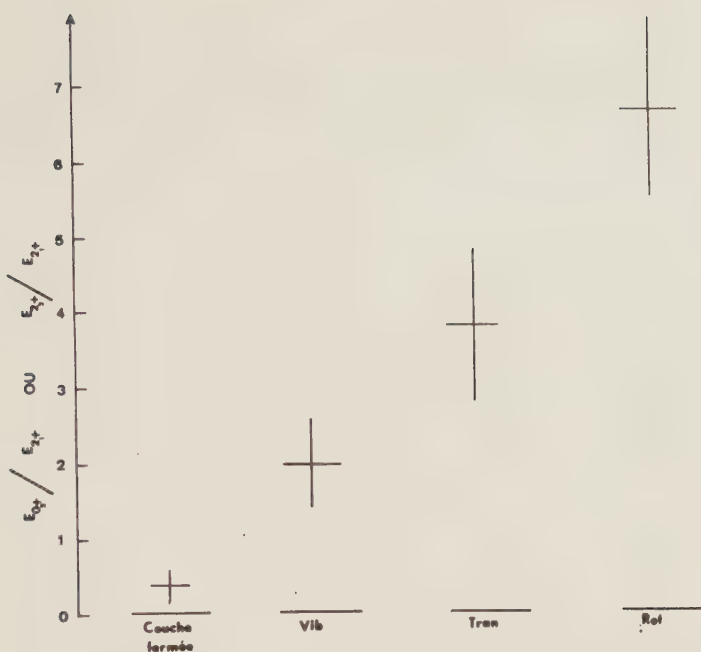


FIG 3: RAPPORTS DES ENERGIES DES ETATS EXCITÉS DES NOYAUX

- l'énergie du premier état croît quand on s'approche d'une couche fermée.
- la séquence des niveaux de basse énergie est 0_+ , 2_1+ , 2_2+ , ce dernier étant accompagné assez souvent d'un ou deux autres membres du triplet 0_2+ ou 4_1+ ,
- les premiers et seconds états excités se désexcitent surtout par transition multipolaires électriques E2. Ces transitions sont accélérées bien qu'elles le soient moins que dans les noyaux rotationnels,
- la transition direct $E2(2_2+ \longrightarrow 0_1+)$ est beaucoup moins probable que la transition en cascade $E2(2_2+ \longrightarrow 2_1+)$ suivie de $E2(2_1+ \longrightarrow 0_1+)$
- dans la transition $(2_2+ \longrightarrow 2_1+)$ la composante M1 est très faible, beaucoup plus faible que les prévisions de Weisskopf³ .

- des états 3^- ayant des propriétés collectives (niveau le plus bas de la vibration octupolaire) ont été mis en évidence dans certains noyaux, fig.4

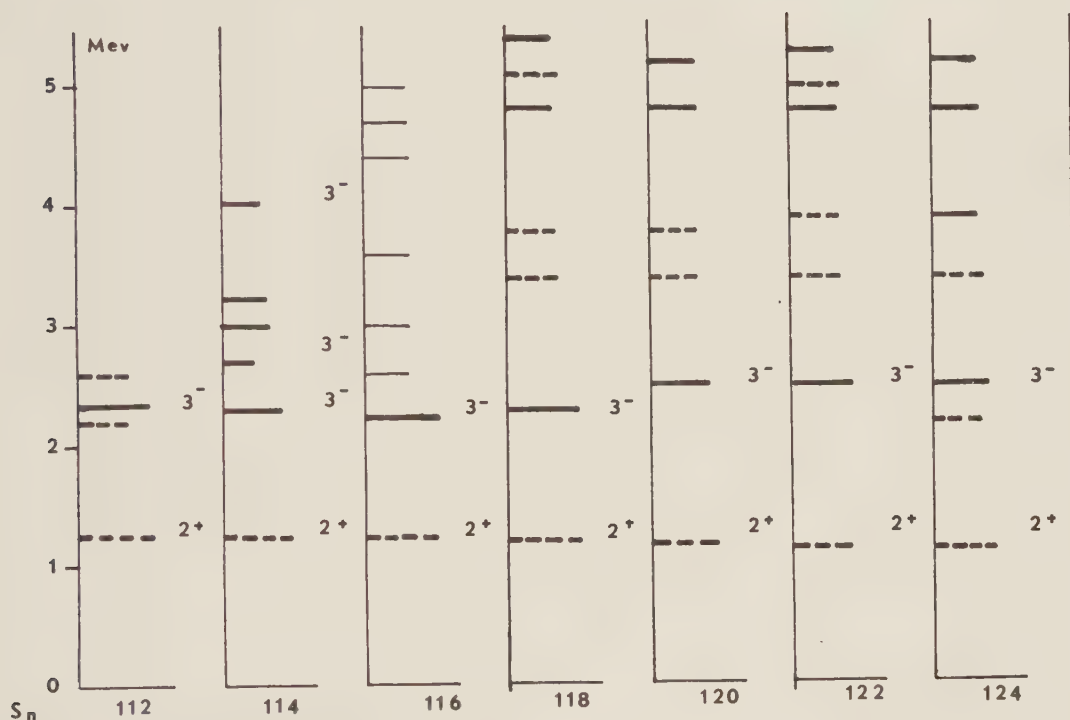


Fig:4 Niveaux Excités par Diffusion Inélastique⁴⁰

Niveaux — pairs — impairs — indéterminés

- les probabilités de transitions électromagnétiques E2 des niveaux au-dessus du "gap" vers l'état 2_2^+ sont plus grandes que les probabilités des transitions correspondantes vers l'état 2_1^+

$$\frac{B(E2 : I \rightarrow 2_2^+)}{B(E2 : I \rightarrow 2_1^+)} \gg 1$$

Le modèle hydrodynamique ne rend pas compte de toutes ces propriétés. Wilets et Jean⁴ ont abandonné le potentiel de l'oscillateur harmonique pour examiner le cas du potentiel en forme de puits infini et celui d'un oscillateur déplacé. Avec le potentiel harmonique autour d'une position d'équilibre légèrement ellipsoïdale, la dégénérescence du second état excité est levée, le niveau le plus bas étant généralement $I = 4$.

Les membres du triplet n'apparaissent pas toujours et c'est précisément le niveau $4+$ qui est souvent présent. Une systématique des noyaux dans la région de transition montre la tendance des membres du triplet à migrer vers les hautes énergies, excepté le $4+$, fig.5.

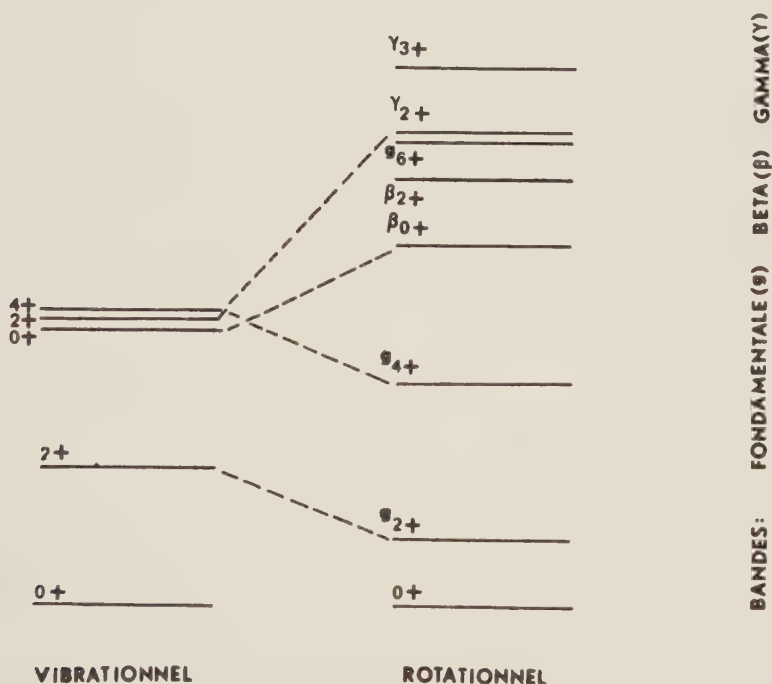


FIG 5: MIGRATION DES ETATS EXCITES DU "TRIPLET" DANS LA REGION "ROTATIONNELLE"

Sakai⁵ va jusqu'à classer le 0^+ comme état fondamental d'une "quasi bande vibrationnelle gamma", en laissant l'état 4^+ dans la bande β fondamentale. Il se base sur le modèle proposé par Wilets et Jean⁴. Quand le potentiel dépend seulement du paramètre de déformation β l'Hamiltonien des oscillations de surface se sépare ainsi :

$$E[\beta f(\beta)] = \frac{\hbar^2}{2B} \left\{ \left(\frac{d}{d\beta} \right)^2 + \frac{(\lambda+1)(\lambda+2)}{\beta^2} + V(\beta) \right\} \beta^2 f(\beta) \quad (7)$$

$$\mathcal{M}(\gamma, \theta) = \left\{ -\frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} + \frac{1}{4} \sum_k \frac{\theta_k^2}{\sin(\gamma - \frac{2}{3}\pi k)} \right\} \Phi(\gamma, \theta_i) \quad (8)$$

où $f(\beta)$ et $\Phi(\gamma, \theta_i)$ satisfont aux équations suivantes :

$$[T + V(\beta)] \psi(\beta, \gamma, \theta_i) = E \psi(\beta, \gamma, \theta_i) \quad (9)$$

$$\psi(\beta, \gamma, \theta_i) = f(\beta) \Phi(\gamma, \theta_i) \quad (10)$$

La classification des états excités peut alors se faire soit avec les paramètres de Bohr et Mottelson (N, I) , soit avec ceux de Wilets et Jean⁴ (λ, λ, I) qui sont ainsi liés :

$$E = \left(N + \frac{5}{2} \right) \hbar \omega \quad (6)$$

$$\lambda = \lambda(\lambda + 3) \text{ avec } \lambda = 0, 1, 2, 3 \quad (11)$$

$$N = \sum_{\mu=-2}^2 n_{\mu} = 2 n_{\beta} + \lambda \text{ avec } n_{\beta} = 0, 1, 2, 3 \quad (12)$$

n_{β} est le nombre de phonons des oscillations de surface β . Sakai propose alors les trois classifications suivantes :

Tableau 1 :

Classification B.M.²

N	I
0	0
1	2
2	0 , 2 , 4
3	0 , 2 , 3 , 4 , 6

Tableau 2

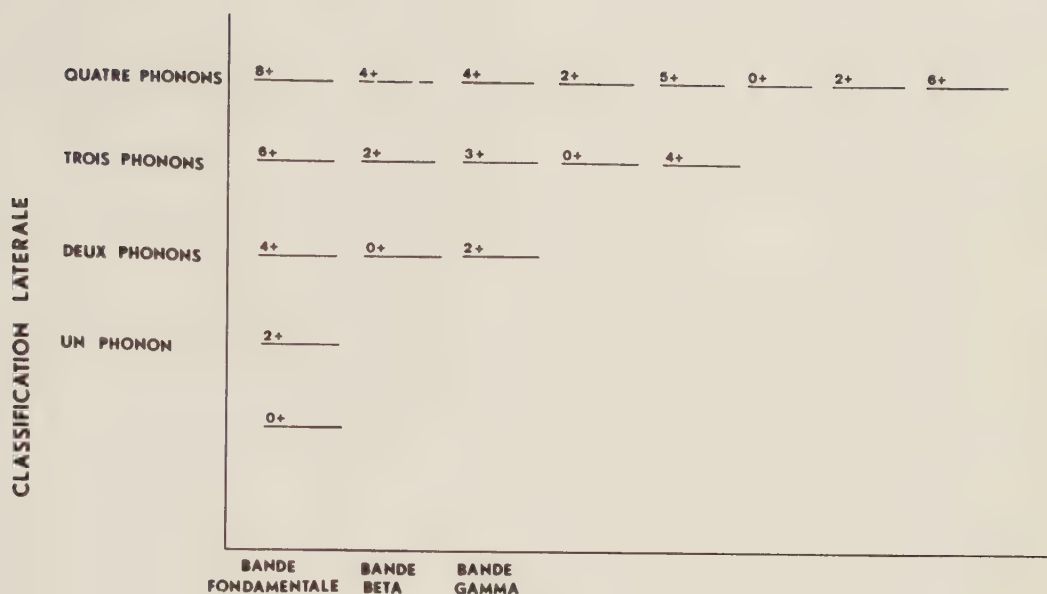
Classification W.J.⁴

λ	μ	I
0	0	0
1	4	2
2	10	2 , 4
3	18	0 , 2 , 3 , 4 , 6

Tableau 3 :

Classification S.⁵

Bandes	N	n		I
"quasi-fondamentales"	0	0	0	0
	1	0	1	2
	2	0	0	4
	3	0	3	6
"quasi-beta"	2	1	0	0
	3	1	1	2
	4	1	2	4
"quasi-gamma"	2	0	2	2
	3	0	3	3
	4	0	4	4
Inconnues	3	0	3	0
	3	0	3	4



CLASSIFICATION LONGITUDINALE
fig6: classification β, γ de Sakai⁵ des états excités

Cette dernière classification, fig.6, s'appuie sur la systématique des états excités trouvés expérimentalement dans la région de transition et dans la région vibrationnelle. Cette étude tend à montrer l'existence d'un seul type de mécanisme d'excitation de la matière nucléaire à haute énergie. A basse énergie le caractère de la structure en couches des noyaux prédomine au point que dans les noyaux à double couche fermée la structure en "bandes" est masquée, fig.7.

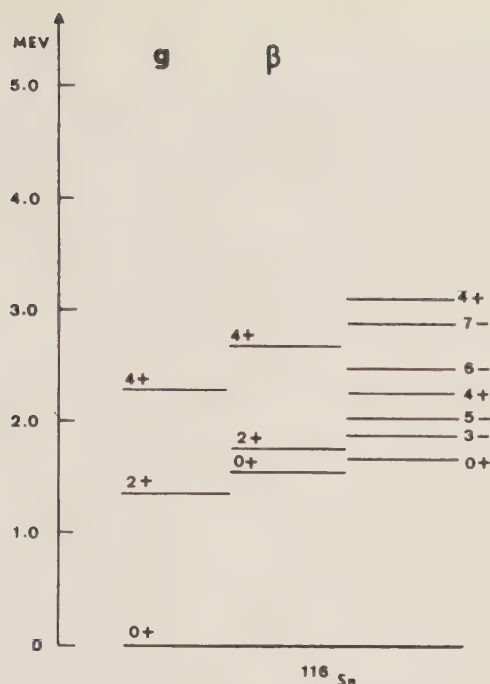


Fig: Quasi Bandes : Fondamentale(g)
Beta (β)

Fig 7 : Tentative de classification B, Y
de Sakai⁽⁵⁾ des états excités
d'un noyau vibrationnel

Les valeurs des moments quadrupolaires des premiers niveaux $2+$ trouvés récemment par excitations coulombiennes sont, non seulement différentes de zéro, mais assez grandes pour des noyaux dits sphériques : $^{114}\text{Sn} : Q_{21+} = (+0,60 \pm 0,25)10^{-24}\text{cm}^2$ soit un noyau oblate, $\beta = -0,14$ et $^{124}\text{Sn} : Q_{21+} = (-0,46 \pm 0,2)10^{-24}\text{cm}^2$ soit un noyau prolate, $\beta = 0,10$. Faisant suite à ces mesures, Kumar⁶ tente d'expliquer pourquoi le modèle vibrationnel prédit un moment quadrupolaire nul, en considérant les fonctions d'onde dans la représentation β_μ de Bohr. Les moments quadrupolaires des états $2+$ s'annulent non pas à cause des fonctions d'onde qui sont sphériques,

mais par le fait que le noyau possède une égale probabilité d'être "prolate" et "oblate". Mais quand l'Hamiltonien comporte un terme dépendant de γ , ce terme crée une différence prolate-oblate et le moment quadrupolaire d'un état $2+$ n'est plus nul.

Malgré les efforts d'autres auteurs pour améliorer la description des états, le modèle phénoménologique simple ne permet pas de prévoir les nombreuses propriétés des noyaux vibrationnels et en particulier les états de particules.

Dans le cas particulier des isotopes du nickel, de l'étain et du plomb, on relève souvent des propriétés collectives vibrationnelles et des propriétés de particule dans la même région d'énergie. Ainsi plusieurs auteurs ont entrepris avec succès des calculs de nature microscopique sur ces noyaux dans le cadre du modèle en couches et de la théorie de la supraconductivité.

I.B.2. Modèle en couches étendu :

Dans le modèle en couches sous la forme la plus simple, les nucléons d'un noyau sont considérés en mouvement d'une façon individuelle. Il est nécessaire de compliquer ce modèle bien connu car il ne permet pas, par exemple, de tenir compte des effets collectifs.

Les calculs sont alors conçus dans le cadre d'un modèle en couches dit étendu qui peut être appliqué, à la fois, aux phénomènes collectifs et non collectifs. Mais on rencontre alors une nouvelle difficulté : les dimensions du sous-espace dans lequel il conviendrait

de diagonaliser l'Hamiltonien afin d'obtenir une description satisfaisante des propriétés de l'état fondamental des noyaux lourds, sont trop grandes pour les capacités actuelles des ordinateurs. On a alors recours à des méthodes d'approximation. Dans ce travail, nous nous sommes surtout intéressés aux applications dans lesquelles les calculs se sont inspirés de la théorie de la supraconductivité de Bardeen-Cooper-Schrieffer⁷. Il existe, en effet, une analogie entre l'appariement de deux nucléons de moment cinétique total nul et celui de deux électrons d'impulsions opposées qui s'effectue au voisinage de la surface de Fermi. Ainsi est trouvée une approximation pour l'état fondamental qui dispense d'effectuer la diagonalisation de l'Hamiltonien.

L'introduction en physique nucléaire du concept de quasi-particule par l'intermédiaire de la transformation de Bogoliubov-Valatin⁸ a permis à Belyaev¹¹ de rendre compte qualitativement de nombreuses propriétés nucléaires associées à l'appariement. La transformation permet de tenir compte de la partie de pairing de l'Hamiltonien qui est l'effet le plus important de l'interaction résiduelle. Les coefficients de transformation sont choisis de manière à minimiser l'énergie de l'état qui approxime l'état fondamental et qui constitue le "vide" du système transformé. On arrive ainsi à une description du système à l'aide d'un ensemble d'excitations de quasi-particules (QP) indépendantes ; les énergies des particules et les fonctions d'onde individuelles étant données soit par les équations de Hartree-Fock, soit par les résultats expérimentaux. Naturellement le fait de considérer les quasi-particules comme entièrement libres est inadapté, on les fait interagir

dans un potentiel moyen. L'existence des corrélations de paires est attestée par de nombreux faits expérimentaux : la différence de masse entre noyaux pairs et noyaux impairs voisins, le gap dans le spectre des noyaux pairs, fig.8,



FIG 8 : ENERGIE "GAP"

Energies "non perturbées" des excitations de Quasi- particules

quand il n'est pas diminué par les effets collectifs ... ect. Dans la représentation en termes d'occupation de particules, l'Hamiltonien comprend deux parties.

$$H = H_{sp} + H_i \quad (13)$$

H_{sp} décrit le système de particules indépendantes

$$H_{sp} = \sum \epsilon_{j_k} a^+ a \quad (14)$$

et H_1 représente l'interaction résiduelle

$$H_1 = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta} \quad (15)$$

$a^{\dagger}$ et a sont respectivement les opérateurs de création et de destruction d'un nucléon dans un état du modèle en couches défini par $\alpha \equiv (j_{\alpha}, m_{\alpha})$. E_j^0 représente l'énergie de la particule indépendante.

$V_{\alpha\beta\gamma\delta}$ est un élément de matrice à deux particules. Les indices α , β correspondent aux états de la particule 1, et les indices γ et δ à ceux de la particule 2.

Dans les équations (14) et (15), la sommation est réalisée sur tous les niveaux appropriés du modèle en couches. Il n'existe pas de dépendance explicite entre le nombre de nucléons et l'Hamiltonien. La dépendance est construite à l'intérieur des fonctions propres, chacune d'elle doit avoir un nombre de nucléons défini, en rapport avec le problème physique. Pour les isotopes de l'étain, on considère n neutrons à l'extérieur de la couche fermée qui est supposée inerte. L'Hamiltonien a besoin d'être diagonalisé sur une base complète orthonormée de vecteurs de base $a_1^{\dagger} a_2^{\dagger} \dots a_n^{\dagger} |0\rangle$ où $|0\rangle$ représente le vide de particules dans le modèle en couches. Une solution exacte de ce type est très difficile pour les étains où le nombre de particules n et celui des configurations mises en jeu sont élevés.

Dans la représentation de quasi-particules, l'Hamiltonien est obtenu par la transformation de Bogoliubov-Valatin⁸. Les opérateurs de création et d'annihilation des quasi-particules sont définis par:

$$d_{j,m}^+ = u_j a_{j,m}^+ + (-)^{j+m} v_j a_{j,-m} \quad (16)$$

$$d_{j,m} = u_j^+ a_{j,m} + (-)^{j+m} v_j a_{j,-m}^+$$

Le point important de cette approximation consiste à ne plus être obligé de trouver une solution propre définie du nombre de nucléons. On peut accepter quelques fonctions d'onde convenables qui ne sont pas fonctions propres de l'opérateur nombre de nucléons N , mais des fonctions d'onde approximatives. La nouvelle fonction $|0\rangle$ est celle du vide des opérateurs de quasi-particules

$$d_{j,m} |0\rangle = 0 \quad (17)$$

Ainsi v_{ij} représente l'amplitude de probabilité de présence d'une paire de quasi-particules dans l'état j , tableau 4

v_j	A_{Sn}	114	116	118	120	122	124
5/2		.71	.79	.80	.87	.86	.93
7/2		.75	.78	.86	.89	.92	.95
1/2		.20	.42	.50	.61	.69	.74
3/2		.25	.25	.33	.55	.59	.68
11/2-		.17	.27	.33	.35	.47	.55

Tableau 4 : Probabilités d'occupation d'une paire de QP.

La distribution de paires la plus favorable est déterminée en appliquant le principe variationnel de façon à donner une valeur minimum à l'état fondamental du système, à partir de la fonction d'essai $|\tilde{0}\rangle$. Cette fonction est une superposition d'états construits avec des nombres de particules différents mais tous pairs.

On impose à la valeur moyenne de l'opérateur nombre de particules appliqué à l'état $|\tilde{0}\rangle$ la contrainte d'être égale au nombre de particules du système.

$$\langle \tilde{0} | N_{op} | \tilde{0} \rangle = n$$

A cet effet, on considère l'Hamiltonien auxiliaire :

$$\mathcal{H} = H - \lambda N$$

où λ est le multiplicateur de Lagrange. Pour un noyau pair :

$$\lambda = - \frac{\Delta(BE)}{\Delta \cdot A} + c^{te}$$

où $\Delta A \simeq 2 BE$ représente l'énergie de liaison totale positive,

$\Delta(BE)$ peut être calculé d'après les énergies expérimentales de séparation du dernier neutron, fig.9

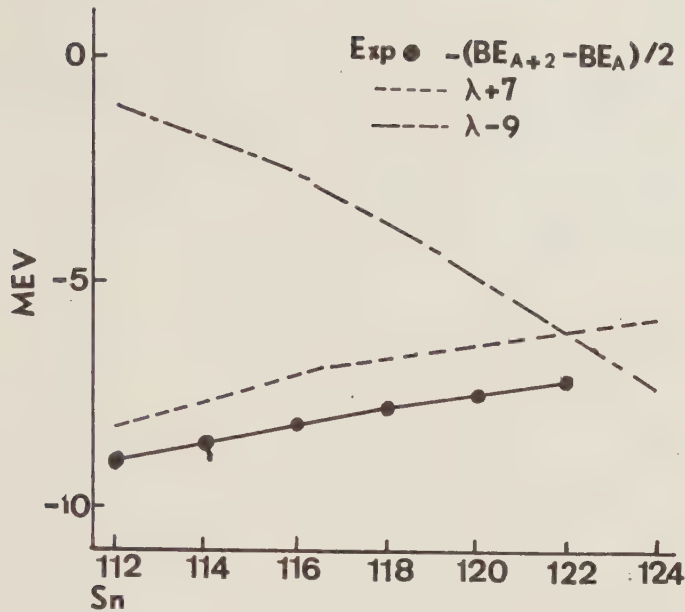


Fig 9 : Variation des énergies⁽¹³⁾
d'excitations du dernier neutron

La non-conservation du nombre de particules amène à diagonaliser un Hamiltonien modifié, soumis à la condition que la valeur attendue N soit le nombre de neutrons donnés. La distribution la plus favorable de paires est celle qui correspond au minimum de $\langle \tilde{O} | \mathcal{H} | \tilde{O} \rangle$ par rapport aux variations des u_j et v_j , tel que $u_j^2 + v_j^2 = 1$. L'hamiltonien auxiliaire est mis sous forme

$$\mathcal{H} = H_0 + \mathcal{H}_{sqp} + \mathcal{H}_i \quad (21)$$

où H_0 est un terme constant.

La partie de quasi-particules indépendantes est donnée par :

$$\mathcal{H}_{\text{spp}} = \sum_{\alpha} \tilde{E}_{j_{\alpha}} d_{\alpha}^{\dagger} d_{\alpha} \quad (22)$$

où $\tilde{E}_{j_{\alpha}}$ est l'énergie d'une quasi-particule indépendante dans la couche α . $\tilde{E} = [(E_{\alpha}^0 - \lambda)^2 + \Delta_{\alpha}^2]^{\frac{1}{2}}$ où Δ_{α} est le gap d'énergie de BCS de la sous-couche α , tab.5

$E_{j_{\alpha}}$ j A _{Sn}	114	116	118	120	122	124
5/2	1.80	2.08	2.28	2.45	2.56	2.57
7/2	1.47	1.75	1.98	2.17	2.31	2.39
1/2	1.12	1.10	1.25	1.34	1.40	1.42
3/2	1.62	1.43	1.34	1.33	1.31	1.26
11/2-1	1.86	1.63	1.46	1.39	1.33	1.26

Tableau 5 : Energies de quasi-particules calculées à partir de l'équation du gap.

$\mathcal{H}_i$ englobe les interactions entre quasi-particules. L'approximation des quasi-particules consiste à négliger cette interaction. Quand

$\mathcal{H}_i = 0$, dans un système à nombre pair de particules la fonction $|\tilde{0}\rangle$ représente l'état d'énergie minimum généralement connu comme état fondamental de BCS.

$$|\tilde{0}\rangle = \prod_{j_{\alpha}} (u_{j_{\alpha}} + (-)^{j_{\alpha}+m_{\alpha}} v_{j_{\alpha}} a_{j_{\alpha},-m}^{\dagger} a_{j_{\alpha},m}^{\dagger}) |0\rangle \quad (23)$$

L'inconvénient est que ce n'est pas un état avec un nombre défini et propre de nucléons, mais un mélange de 0, 2, 4, ... nucléons.

L'application de la condition (18) atténue ce désavantage.

$$\langle \tilde{0} | N | \tilde{0} \rangle = \sum_j (2j + 1) v_j^2 = n \quad (24)$$

Par contre cette fonction de BCS rend très bien compte des corrélations de pairing qui sont le type de corrélations le plus important dans les noyaux sphériques avec des couches partiellement remplies.

I.B. 2a Etats excités des noyaux pair-impair : Approximation de Tamm-Dancoff (TDA)₁₃:

Un état à n quasi-particules est défini par

$$|\tilde{n}\rangle = N(1,2,\dots,n) d_1^+ d_2^+ \dots d_n^+ |0\rangle \quad (25)$$

où $N(1,2,\dots,n)$ est la constante de normalisation. Les n quasi-particules doivent satisfaire au principe de Pauli. Le fait que les noyaux impairs sont connus pour avoir un moment angulaire demi-entier, impose à n des valeurs impaires. Dans une représentation simple avec $\mathcal{H}_1 = 0$ les bas états propres peuvent être considérés comme des états à une quasi-particule :

$$|j,m\rangle = d_{jm}^+ |0\rangle \quad (26)$$

On prend l'état ayant la plus basse valeur propre comme état fondamental. La description des premiers états dans cette représentation à une seule quasi-particule a connu un grand succès. Cependant, les travaux de Ksslinger et Sorensen⁽¹⁰⁾ dans le modèle d'une force de pairing plus une force quadrupolaire P_2 ont montré que les effets des trois quasi-particules sont assez importants. Ainsi donc, il faut tenir compte des interactions entre quasi-particules. Pour atteindre cet effet, on diagonalise l'Hamiltonien $\mathcal{H}$ dans l'espace de une et trois quasi-particules, c'est là justement l'approximation de Tamm-Dancoff. On voit sur la fig.10 les états excités calculés par cette méthode.

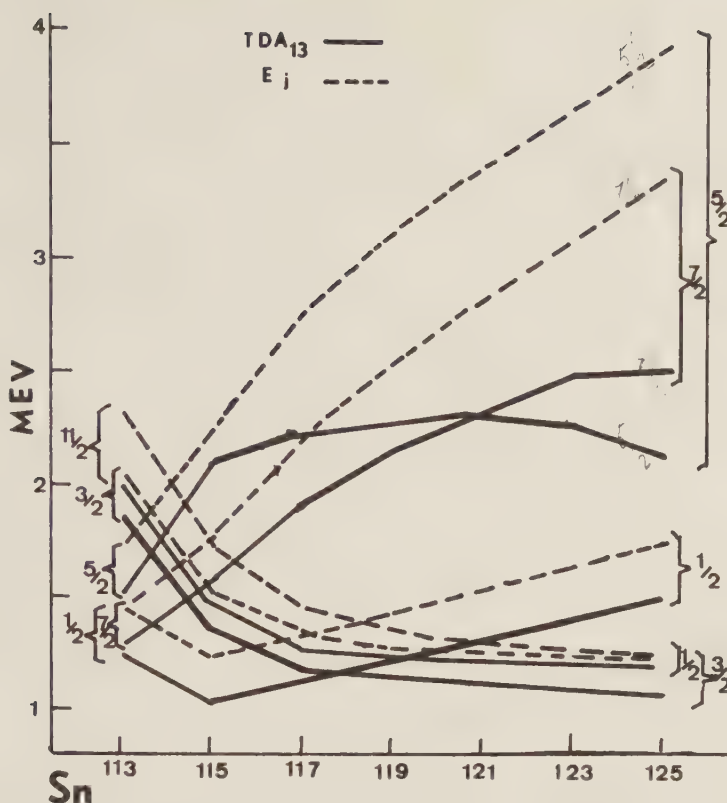


FIG 10 : COMPARAISON DES ENERGIES D'EXCITATIONS
CALCULEES⁽¹³⁾ AVEC 1QP (E_j) ET AVEC 1 ET 3 QP (TDA_{13})

Pour obtenir l'équation séculaire TDA_{13} , on construit la base orthonormée complète d'états à trois quasi-particules. Les opérateurs de création et de destruction de trois quasi-particules couplées à (J, M) sont ainsi définis :

$$B^+(j_1, j_2, J, j_3, M) = \sum_{M+m_3=M} C_{M, m_3}^{J, j_3} A^+(j_1, j_2, J, M) d_{j_3 m_3}^+ \quad (27)$$

L'opérateur de création de deux quasi-particules couplées à JM est :

$$A^+(j_1, j_2, J, M) = \sum_{m_1 m_2 M} C_{m_1 m_2 M}^{j_1 j_2 J} d_{j_1 m_1}^+ d_{j_2 m_2}^+ \quad (28)$$

C étant le coefficient de couplage de Clebsch-Gordan.

La N ième fonction propre TDA_{13} est donnée par :

$$\Psi(J, M) = \Psi(J, N) d_J^+ |0\rangle + \sum_{j_1 j_2 j_3} (j_1 j_2 j_3)^J \bar{B}^+(j_1 j_2 j_3) |\tilde{0}\rangle \quad (29)$$

avec w_N^J comme valeur propre.

Pour les noyaux pairs, la valeur moyenne de $\mathcal{H}$ relative à un état à deux quasi-particules, s'écrit dans le cas où l'on néglige les interactions entre quasi-particules :

$$\langle \tilde{0} | d_\alpha d_\beta \mathcal{H} d_\alpha^+ d_\beta^+ | \tilde{0} \rangle = H_0 + E_\alpha + E_\beta \quad (30)$$

L'énergie du système est ainsi augmentée au minimum de la quantité $2E_{\min}$ si l'on ajoute deux quasi-particules à l'état BCS. Cette limite inférieure du spectre à deux quasi-particules des énergies d'excitation des noyaux impairs est alors la différence $E_\alpha - E_{\min}$. Il n'existe pas de lacune dans les spectres des noyaux impairs, fig. 11

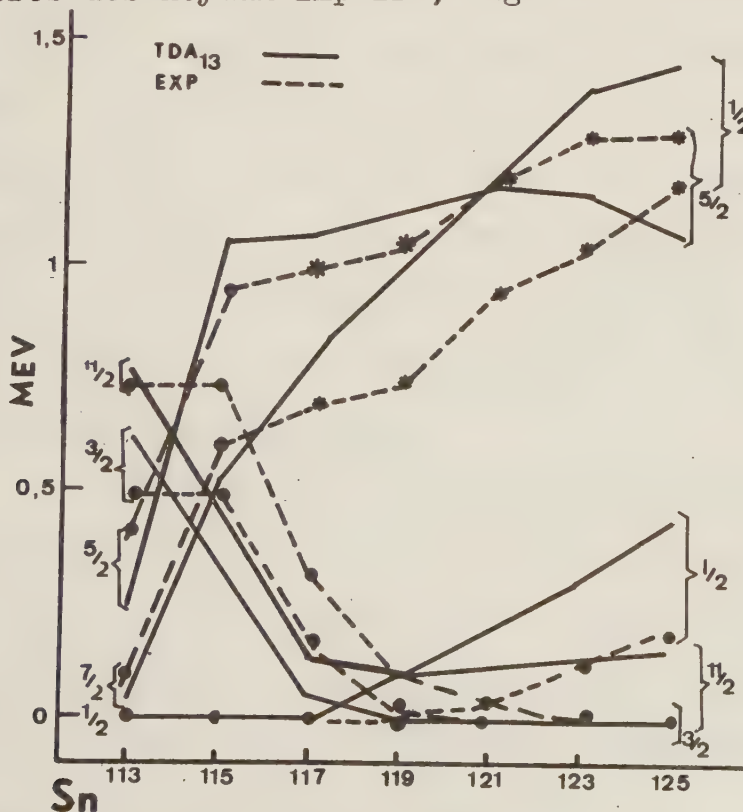


FIG 11: SCHEMA DE NIVEAUX DES ISOTOPES DE L'ETAIN CALCULÉS ⁽¹³⁾

L'inclusion des états à trois quasi-particules donne les effets suivants sur les isotopes de l'étain.

a) Etats de basse énergie :

Les états TDA_{13} les plus bas $J = 1/2$, $3/2$ et $11/2$ des isotopes lourds (117 à 125) s'avèrent être essentiellement des états à une quasi-particule ($\Psi(1 \text{ QP}) > 90\%$). Cependant, leurs énergies sont abaissées, par rapport aux énergies à une quasi-particule pure, d'environ 100 à 500 keV. L'abaissement de ces états, dû à leur interaction avec les états à trois quasi-particules, devient non négligeable quand deux quasi-particules parmi les trois sont couplées à $2+$, tab.9. Ceci s'explique par l'action des phonons $2+$ à deux quasi-particules qui sont assez collectifs et qui se situent assez bas. Généralement, les amplitudes des états à trois quasi-particules dans les fonctions d'onde de TDA_{13} sont inférieures à 0.1 %. Cependant, leur présence a une grande influence, non seulement sur les énergies mais encore plus sur les valeurs des moments dipolaires magnétiques et sur les taux de transitions 1 -interdites $M1$. Les autres états sont complètement à une quasi-particule pure.

b) Etats d'énergie élevée :

Les états TDA_{13} les plus bas $J = 5/2$ et $7/2$ dans les isotopes d'étain lourds ont une énergie d'excitation de 1 MeV ou plus. Ils ont généralement de très petites composantes à une quasi-particule. Il est à remarquer l'abaissement considérable (environ 2 MeV) de ces états par rapport aux états à trois quasi-particules purs les plus bas, tab.9.

L'exemple de $J=5/2$ dans ^{123}Sn montre que, parmi les principales composantes à trois quasi-particules, la plupart comportent deux quasi-particules couplées au $2+$ de nature collective qui favorise l'abaissement en énergie. L'état $5/2+$ de ^{123}Sn , dans le tableau 9, est trouvé à 2.275 MeV, ce qui est considérablement plus bas que les énergies des états à trois quasi-particules (3.799 MeV à 6.612 MeV) dont cet état est composé en majeure partie. On remarque que, pour toutes les principales composantes à trois quasi-particules montrées dans le tab 9, il y a deux quasi-particules couplées au $2+$.

I.B.2b Etats excités des noyaux pair-pair : Approximation des phases au hasard RPA .

Les noyaux sphériques lourds de nombre de masse pair (nickel, étain, plomb) présentent des états excités de basse énergie de nature collective. Leurs excitations sont assimilées à des phonons dans les modèles semi-phénoménologiques. Le traitement microscopique les interprète à partir d'excitations de quasi-particules, soit avec l'approximation des phases au hasard. Cette dernière, nommée communément RPA (Random-Phase-Approximation) est plus simple pour le traitement des noyaux pairs.

Rappelons le développement de l'Hamiltonien en termes d'opérateur à $0 \text{ --- } 2 \text{ --- } 4 \dots$ quasi-particules :

$$\mathcal{H} = H_0 + H^{11} + H^{20} + H^{22} + H^{31} + H^{13} + H^{40} + H^{04} \quad (31)$$

où H_0 est un terme constant et H^{mn} a la forme de $d_1^+ d_2^+ \dots d_m^+ d_{m+1} \dots d_{m+n}$

; $H_{(n)}^{11}$ représente le modèle à quasi-particule indépendante pour les neutrons. Les autres parties représentent l'altération du modèle précédent, c'est-à-dire, les interactions entre les quasi-particules. Les opérateurs d'excitations élémentaires qui créent ou détruisent deux qp dans les états a et b et les couplent à un moment angulaire total J, de composant M, sont dans la représentation de Heisenberg :

$$A_{JM}^{ab+} = \sum_{m_a+m_b=M} \langle j_a j_b m_a m_b | JM \rangle d_{bm}^+ d_{a m_a}^+ \quad (32)$$

A_{JM}^{ab} = conjugué hermitique de A_{JM}^{ab+}

A ces opérateurs est associée une énergie d'excitation $E_a + E_b$

$$[A_{JM}^{Ab}, H_{11}] = (E_a + E_b) A_{JM}^{Ab} \quad (33)$$

Le terme H_4 crée ou absorbe 4 quasi-particules et peut aussi en détruire 1 et créer 3 (ou l'inverse). Il couple entre elles ces excitations élémentaires, ainsi qu'à d'autres types d'excitations, celles à 4 QP, par exemple, fig. 12. Pour mettre en évidence ces couplages, les opérateurs sont ainsi modifiés. Soit $\alpha, \beta, \gamma \dots$ tous les ensembles d'états à 2 qp ab rangés dans un ordre tel que, par exemple, $\epsilon_a \leq \epsilon_b$. On a une relation de dépendance

$$A_{JM}^{ab} = (-)^{j_a + j_b + J} A_{JM}^{ba} + \text{qui entraîne } A_{JM}^{aa} = 0 \text{ si } J \text{ est impair.}$$

On utilise ensuite la méthode des quasi-bosons avec les opérateurs normalisés dans le sens du vide de quasi-particules suivants :

$$\bar{A}_{JM} = \frac{A_{JM}^{ab} +}{\sqrt{1 + f_{ab}}} \quad (34)$$

La fonction de Green à deux quasi-particules est ainsi définie :

$$G_2(abcdJ, t-t') = \langle \Psi_0 | \bar{A}(abJM) \bar{A} + (cdJM) | \Psi_0 \rangle \quad (35)$$

Ψ_0 étant l'état fondamental de $\mathcal{H}$, différent du vide de quasi-particule par le fait qu'il contient certaines corrélations de paires A_{00}^+ . La transformée de Fourier de G_2 nécessite l'utilisation de l'opérateur unité $\sum_N |\Psi_N^{JM}\rangle \langle \Psi_N^{JM}|$ entre A et A^+ .

On obtient :

$$G_2(abcdJ, N) = \sum_N \left[\frac{\Psi_2(abJN) \Psi_2(cdJN)}{i(\omega_N^{JM} - \omega)} + \frac{\Psi_2(cdJN) \Psi_2^*(abJN)}{i(\omega_N^{JM} + \omega)} \right] \quad (36)$$

où

$$\begin{aligned} \Psi_2(abJN) &= \langle \Psi_0 | \bar{A}(abJM) | \Psi_N^{JM} \rangle \\ (abJN) &= \langle \Psi_0 | \bar{A}^+(abJM) | \Psi_N^{JM} \rangle \\ \omega_N^J &= \omega_N^J - \omega_0 \end{aligned} \quad (37)$$

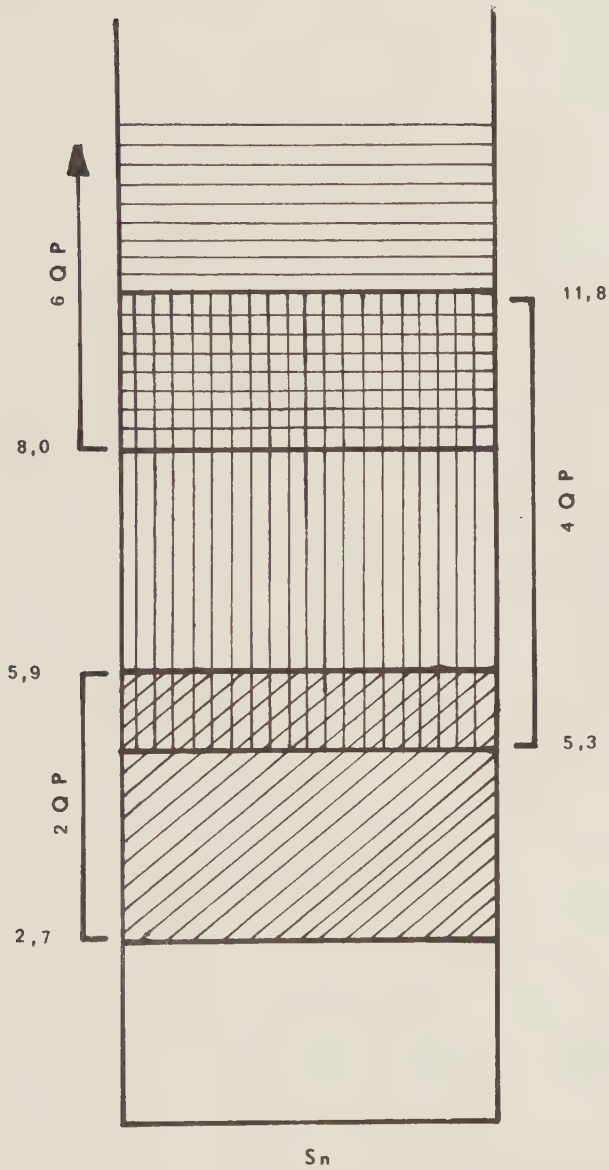


FIG 12 :
Energies d'excitations "perturbées" des QP en Mev.

W_0 : énergie de l'état fondamental

W_N^J : énergie du $N^{\text{ième}}$ état excité j

Dans cette approximation de la RPA, le $N^{\text{ième}}$ état excité de $\mathcal{H}, \Psi_N^{JM}$ n'est pas obligatoirement une valeur propre de N , opérateur du nombre de nucléons. Les énergies d'excitation des noyaux pairs sont données par les pôles de G_2 . Les auteurs essayent de satisfaire la condition que la valeur attendue de l'opérateur du nombre de nucléons pour chaque Ψ_0 et Ψ_N^{JM} soit égale à n_0 nombre de nucléons dans la couche en remplissage. Généralement, cette condition est réalisée seulement pour l'état fondamental BCS afin d'alléger les calculs. Dans la RPA_2 (à 2 QP) ordinaire, l'énergie de quasi-particule E_j et la probabilité d'occupation v_j^2 sont obtenues en résolvant l'équation du gap. En fait, E_n^0 pour les neutrons doit mettre en jeu les termes de l'énergie propre de Hartree-Bogoliubov μ_n du potentiel d'interaction résiduelle. Pour tenir compte des interactions entre quasi-particules certains auteurs préfèrent utiliser les E_j et v_j^2 expérimentales, en les incluant comme paramètres supplémentaires. On remplace E_j dans RPA_2 par le plus petit pôle positif de G . Comme, dans les noyaux pairs, les pôles de G ne sont pas directement reliés aux quantités expérimentales, on passe par les noyaux impairs. Pour le noyau de masse $A + 1$ (A pair) le pôle $E_j(A + 1)$ de G positif le plus bas est :

$$\tilde{E}_j(A + 1) \simeq w_j(A + 1) + \frac{1}{2} [S_n(A + 2) - S_n(A + 1)] \quad (38)$$

où $w_j (A+1)$ est l'énergie d'excitation de l'état le plus bas avec le moment angulaire J . S_n est l'énergie de séparation du neutron définie pour des noyaux de même Z par :

$$S_n (Z, N) = B (Z, N) - B (Z, N-1) \quad (39)$$

où B est l'énergie de liaison totale. Les auteurs admettent une variation faible et continue des pôles de G d'un noyau à l'autre.

Ainsi le pôle positif le plus bas de G pour un noyau pair de masse

A est :

$$E_j (A) \approx \frac{1}{2} [w_j (A+1) - w_j (A-1)] + \frac{1}{2} [S_n (A+2) - S_n (A+1) + S_n (A) - S_n (A-1)] \quad (40)$$

où toutes les quantités sont déterminées expérimentalement. Dans la

RPA les états non physiques 0^+ sont automatiquement éliminés par le

fait que leur valeur propre est toujours nulle. Quand les amplitudes

Ψ_2 sont nulles, la RPA₂ devient alors l'approximation de Tamm-Dancoff

TDA₂ où l'état fondamental est le vide de quasi-particule

$$|\Psi_{JM}\rangle = O_{JM} (TDA) |0\rangle \quad (41)$$

Dans la TDA₂ qui est une diagonalisation dans un espace à deux quasi-

particules, il est nécessaire d'éliminer les états non physiques 0^+ par

l'élimination des faux vecteurs $\mathcal{N}(N - N_0) |0\rangle$ hors des matrices

héculaires avant leur diagonalisation.

I.B.3 Description microscopique des isotopes de l'étain

Tous les calculs rentrent dans le cadre de la méthode de Belyaev¹¹ et du formalisme de la transformation canonique de Hartree-Fock et Bogoliubov-Valatin⁸. Les différences introduites par les auteurs proviennent du choix du type de l'interaction et des approximations utilisées.

Kisslinger et Sorensen¹⁰ utilisent une force composée de deux parties : une partie à courte portée, responsable du gap, du spectre de quasi-particules, et une partie à longue portée responsable des effets collectifs. La première ou force de pairing transforme la coupure nette du niveau de Fermi entre états de particules occupés et vides qui existent dans l'état fondamental du modèle en couches classique, en une zone diffuse où le produit des probabilités d'occupation et de non-occupation n'est pas nul. Ce modèle aux calculs simples explique de nombreuses propriétés nucléaires. Cependant, l'interaction de pairing plus force quadrupolaire est entièrement différente des interactions généralement acceptables du modèle en couches qui peuvent satisfaire certaines conditions d'invariance et peuvent être habituellement tangibles, par exemple : la profondeur du puits de potentiel, la portée, le mélange d'échange. Le choix d'une interaction plus réaliste demeure un des points essentiels sur lequel porte l'effort des théoriciens.

Arvieu et col¹² calculent les deux propriétés de courte et de longue portée à partir d'une seule interaction de portée finie. L'interaction Gaussienne avec les termes standard est utilisée :

$$V(r_1, r_2) = V_0 e^{-r_{12}^2/r_0^2} [P^s + tP^t] \quad (42)$$

$$r_{12} \equiv |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$$

P^s et P^t sont les opérateurs de projection singulet triplet.

r_0 : la portée de la force.

Les résultats d'un traitement approché d'une telle interaction peuvent donner des informations, en particulier sur l'importance des corrélations et des configurations négligées, comme celles du cœur. Pour délimiter le rôle de la phénoménologie, une recherche systématique des meilleurs paramètres est effectuée par exploration d'une large région de l'espace des paramètres, notamment les énergies individuelles, car il est beaucoup trop compliqué de les calculer par la méthode d'Hartree-Fock, tab. 6.

Le choix de la fréquence angulaire ω des fonctions d'onde individuelles de l'oscillateur harmonique est tel qu'on puisse rendre compte du rayon de ^{116}Sn .

$$\left(\frac{m \omega}{\hbar} \right)^{\frac{1}{2}} = A^{-1/6} / \text{Fermi} = 0.4545 / \text{Fermi}$$

L'intensité de la force V_0 et le paramètre de portée r_0 sont déterminés par l'ajustement des différences de masse des noyaux pairs et des noyaux impairs voisins ainsi que des énergies individuelles calculées et expérimentales. Cet ajustement entre les valeurs calculées E_{th} et les données expérimentales E_{exp} est mesuré par une fonction d'erreur χ .

A	S	1	5/2	7/2	1/2	3/2	11/2	λ
			VI	EI	VI	EI	VI	
112		Max	0,9132	0,8823	0,3859	0,2193	0,1548	0,98
			1,47	1,41	1,59	2,45	2,33	
113		Max	0,9391	0,9203	0,4384	0,2322	0,1698	1,22
			1,59	1,47	1,43	2,22	2,10	
114		Max	0,9582	0,9518	0,5144	0,2545	0,1974	1,49
			1,78	1,59	1,30	1,97	1,86	
115		Max	0,9679	0,9696	0,6085	0,2999	0,2534	1,78
			2,03	1,79	1,25	1,73	1,63	
116		Max	0,9713	0,9766	0,6827	0,3567	0,3236	2,01
			2,27	2,00	1,27	1,59	1,50	
117		Max	0,9732	0,9802	0,7372	0,4134	0,3924	2,21
			2,48	2,18	1,32	1,50	1,42	
118		Max	0,9749	0,9827	0,7785	0,4650	0,4540	2,39
			2,65	2,35	1,37	1,43	1,38	
119		Max	0,9767	0,9848	0,8123	0,5159	0,5101	2,55
			2,81	2,51	1,42	1,38	1,34	
120		Max	0,9784	0,9866	0,8405	0,5629	0,5510	2,71
			2,96	2,65	1,48	1,33	1,32	
121		Max	0,9803	0,9882	0,8548	0,5078	0,6079	2,86
			3,10	2,79	1,53	1,30	1,30	
122		Max	0,9822	0,9895	0,8850	0,5510	0,6516	3,01
			3,23	2,93	1,59	1,27	1,28	
123		Max	0,9840	0,9910	0,9047	0,6925	0,6928	3,15
			3,36	3,06	1,65	1,24	1,27	
124		Max	0,9859	0,9923	0,9212	0,7327	0,7319	3,29
			3,48	3,19	1,71	1,22	1,26	
125		Max	0,9878	0,9935	0,9358	0,7715	0,7692	3,43
			3,50	3,31	1,77	1,20	1,25	

TAB. 6 CALCULS D'ARVIEU (12)

Exemples de OP individuelles Ei et probabilités d'occupation π_i dans la sous-chaîne i

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[E_{th}(i) - E_{exp}(i) \right]^2 \quad (43)$$

N étant le nombre de données. Les énergies des états excités et les mélanges de configurations pour les états pair-pair sont calculés avec 0 et 2 QP, tab.7.

Kuo¹³ a aussi utilisé la fonction d'erreur χ dans l'approximation RPA₂ pour déterminer les paramètres par ajustement avec les valeurs expérimentales des isotopes de l'étain. Les valeurs du tableau 8 sont données pour la force Gaussienne seule (a,b,c) et ensuite en ajoutant la force P₂ (b,d,f,).

Paramètres	a	b	c	d	e	f
$r_0 : f$	1.57	1.57	2.0	2.0	2.5	2.5
$V_0 : \text{MeV}$	-39.2	-50.5	-24.8	-30.4	-17.0	-20.0
t	-.24	-.28	-.25	-.19	-.25	-.26
$V_p : \text{MeV}/f^4$	-.126	0	-.107	0	-.088	0
$\chi^2 : \text{MeV}^2$	.0194	.0477	.0178	.0371	.0182	.0349
$V_0 r_0^2 : \text{MeV } f^2$	96.6	124.4	99.2	121.6	106	125

Tableau 8 : Paramètres des diverses forces utilisées.

Dans ce procédé de recherche, il s'est avéré qu'un abaissement des états 2+ par augmentation de la force Gaussienne d'interaction, abaissait beaucoup plus les états 0+ qui devenaient trop bas comparés aux niveaux expérimentaux 0+. Pour améliorer cette situation Kuo a ajouté une force quadrupolaire P₂ au potentiel de type gaussien.

$J=0+$

$^A S_n$	E_{Mev}	$(5/2)^2$	$(7/2)^2$	$(1/2)^2$	$(3/2)^2$	$(11/2)^2$
112	-2,12	-0,5458	-0,7066	-0,2933	-0,2106	-0,2694
1,82	-0,5499	0,6623	-0,4919	-0,1299	-0,0841	
2,31	0,6215	-0,0139	-0,6795	-0,1671	0,3521	
2,82	0,0698	-0,2446	-0,4052	0,0865	-0,8739	
114	-1,28	-0,4314	-0,5975	-0,4355	-0,2981	0,4223
1,83	-0,0767	0,7063	-0,6621	-0,2249	0,0794	
1,91	0,3352	0,1915	0,2867	-0,0477	0,8755	
2,47	0,8213	-0,3276	-0,4578	0,0060	-0,0925	
116	-1,74	-0,2928	-0,3645	-0,4367	-0,4086	0,6510
1,54	0,1965	0,0042	0,6399	0,2788	0,6923	
2,14	0,1650	0,8893	-0,2456	-0,2269	0,2648	
2,50	-0,0209	0,0191	-0,5345	0,8288	0,1630	
118	-2,61	-0,2374	-0,2737	-0,3658	-0,4461	0,7321
1,56	0,1564	0,0026	0,6122	0,4494	0,6315	
2,47	0,0721	0,0990	0,6308	-0,7611	-0,0882	
2,80	0,1716	0,9246	-0,2308	-0,0821	0,2359	
120	-3,20	-0,2089	-0,2279	-0,3167	-0,4664	0,7659
1,61	0,1288	0,0063	0,5604	0,5513	0,6044	
2,53	0,0670	0,0404	0,7308	-0,6736	-0,0778	
3,38	0,1728	0,9463	-0,1515	-0,1132	0,1971	
122	-3,47	-0,1898	-0,1976	-0,2793	-0,4800	0,7852
1,65	0,1077	0,0155	0,4929	0,6299	0,5905	
2,60	0,0678	0,0241	0,8023	-0,5902	-0,0530	
3,91	0,1701	0,9566	-0,1184	-0,1174	0,1680	
124	-3,42	-0,1752	-0,1746	-0,2480	-0,4892	0,7987
1,65	0,0889	0,0261	0,4054	0,7004	0,5800	
2,68	0,0714	0,0188	0,8645	-0,4968	-0,0161	
4,42	0,1689	0,9627	-0,1003	-0,1184	0,1439	

 $J=7-$

$^A S_n$	E_{Mev}	5/2 11/2	7/2 11/2	3/2 11/2
112	3,90	-0,5602	0,7219	0,4062
114	3,23	-0,0554	0,0843	0,9949
116	2,63	-0,0103	0,0155	0,9998
118	2,51	-0,0055	0,0108	0,9999
120	2,48	-0,0082	0,0155	0,9998
122	2,45	-0,0151	0,0248	0,9996
124	2,38	-0,0247	0,0364	0,9990

 $J=2+$

$^A S_n$	E_{Mev}	$(5/2)^2$	5/2 7/2	5/2 1/2	5/2 3/2	$(7/2)^2$	7/2 3/2	1/2 3/2	$(3/2)^2$	$(11/2)^2$
112	1,61	-0,4449	-0,1324	-0,3121	-0,1182	-0,7580	-0,1728	-0,1723	-0,0367	0,1777
114	1,83	-0,2769	-0,0855	-0,3359	-0,1132	-0,6502	-0,2059	-0,3257	-0,1466	0,4446
116	1,56	-0,1202	-0,0431	-0,2337	-0,1031	-0,2117	-0,1906	-0,3460	-0,2210	0,2177
2,62	0,0976	0,0237	0,1507	0,0250	0,2090	0,0742	0,6381	0,4766	0,5321	
2,90	-0,0014	0,0133	-0,0238	-0,0373	0,0053	0,0313	0,5841	-0,8093	0,0262	
118	1,36	-0,0977	-0,0381	-0,2009	-0,1090	-0,1429	-0,1902	-0,3286	-0,2775	0,8338
120	1,27	-0,0896	-0,0376	-0,1817	-0,1115	-0,1144	-0,1898	-0,3271	-0,3253	0,8266
122	1,23	-0,0838	-0,0375	-0,1642	-0,1096	-0,0945	-0,1851	-0,3252	-0,3608	0,8206
124	1,21	-0,0787	-0,0374	-0,1468	-0,1040	-0,0782	-0,1765	-0,3194	-0,3856	0,8198

 $J=4+$

$^A S_n$	E_{Mev}	$(5/2)^2$	5/2 7/2	5/2 3/2	$(7/2)^2$	7/2 1/2	7/2 3/2	$(11/2)^2$
112	2,42	-0,3764	-0,4120	-0,0948	-0,8087	0,1380	-0,0561	0,0584
114	2,66	-0,1833	-0,3070	-0,1116	-0,8522	0,3034	-0,0675	0,1922
116	2,44	-0,0	-0,0486	-0,0917	-0,0739	0,1099	-0,0731	0,9824
3,16	0,0898	0,2575	0,1161	0,2466	-0,9096	0,0384	0,1499	
3,49	0,0745	0,0548	0,1012	0,8991	0,3026	0,2765	0,0691	
3,75	-0,0851	-0,2086	-0,1173	0,3303	-0,0415	-0,9060	-0,0622	
118	2,30	-0,0286	-0,0351	-0,0955	-0,0463	0,0795	-0,0746	0,9873
120	2,27	-0,0281	-0,0313	-0,0994	-0,0365	0,0653	-0,0747	0,9885
122	2,28	-0,0280	-0,0287	-0,0991	-0,0295	0,0527	-0,0708	0,9899
124	2,22	-0,0278	-0,0263	-0,0945	-0,0234	0,0406	-0,0635	0,9917

 $J=6-$

$^A S_n$	E_{Mev}	5/2 11/2	7/2 11/2	1/2 11/2	3/2 11/2
112	3,46	-0,1943	0,1464	-0,9384	0,2452
114	2,82	-0,0342	0,0433	-0,9547	0,2922
116	2,57	-0,0174	0,0273	-0,8750	0,4831
118	2,56	-0,0364	0,0270	-0,5897	0,8064
120	2,52	-0,0432	0,0260	-0,3128	0,9485
122	2,47	-0,0438	0,0303	-0,2185	0,9744
124	2,40	-0,0445	0,0381	-0,2014	0,9778

Tableau 7: Calculs d'Arrivo (12)

Energies des premiers états excités et poids relatifs
des configurations à 2 QP dans TDA:

$$P_2(r_i, r_j) = V_p [r_i^2 r_j^2 \sum_m Y_{2,m}(i) Y_{2,-m}(j) (P^s + tP^t)] \quad (44)$$

Elle représente physiquement l'effet de polarisation du coeur. Sans elle, Kuo¹³ constate l'impossibilité d'abaisser les états 2+ sans un trop grand abaissement des états 0+. L'intensité de cette force P_2 est trouvée être le cinquième de la force Gaussienne.

Les calculs dans les impairs sont étendus aux états de trois quasi-particules. Les états les plus abaissés sont ceux dont le couplage des états à une et trois quasi-particules passe par un état 2+ comparable à un phonon. Tab.9

A	J	$\chi_1(J,1)$	J ₁	J ₂	J	J ₃	$\chi_3(12J3, J, 1)$	E ₁ + E ₂ + E ₃
¹¹⁷ Sn	1/2	.966 E _J = 1.326 [Mev] ω ₁ [†] = 1.130	11/2 ⁻	11/2 ⁻	2	5/2	.125	5.691 [Mev]
			5/2	1/2	2	3/2	-.110	5.452 -
			3/2	3/2	2	5/2	-.086	5.473 -
¹¹⁷ Sn	3/2	.958 E _J = 1.347 ω ₁ [†] = 1.184	11/2 ⁻	11/2 ⁻	2	3/2	-.161	4.260
			3/2	3/2	0	3/2	-.087	4.042
			11/2 ⁻	11/2 ⁻	2	7/2	.080	5.134
			5/2	1/2	2	3/2	.076	5.452
¹²³ Sn	5/2	-.023 E _J = 3.700 ω ₁ [†] = 2.275	11/2 ⁻	11/2 ⁻	2	3/2	.729	3.799
			3/2	3/2	2	1/2	-.564	4.167
			11/2 ⁻	11/2 ⁻	2	1/2	.248	4.202
			3/2	3/2	2	7/2	-.191	5.621
			5/2	1/2	2	3/2	-.129	6.612

Tableau 9 : Calculs de KUO⁽¹³⁾

Energies des premiers états excités et poids relatifs des configurations à
1QP dans TDA₁ (E, ψ₁) et à 3QP dans TDA₁₃ (ω, ψ₃)

Dans cet essai, les calculs de la TDA pour les noyaux de masse impaire ne peuvent donner un accord raisonnable avec les données expérimentales. Si, au lieu du taux singulet-triplet de $t = -0.25$, Kuo¹³ prend $t = +1$, l'accord devient meilleur. Or, l'utilisation de l'interaction de Wigner ($t = +1$) qui est toujours attractive, ne convient pas à la recherche de l'interaction effective qui devrait ressembler vraisemblablement à l'interaction physique nucléon-nucléon et qui comporte des composantes répulsives.

Dernièrement, Sawicki¹⁴ a repris les calculs microscopiques sur les états, en tenant compte des états à quatre quasi-particules, fig. 12. Dans l'approximation Tamm-Dancoff à deux quasi-particules il n'a pas été tenu compte des configurations de seniorité quatre. Or, cette seniorité semble intervenir dans tous les états, y compris l'état fondamental. Avec les mêmes forces utilisées par Arvieu¹² et Kuo¹³ (force à portée finie du type de Gauss avec paramètre de mélange t et force quadrupolaire P_2 avec l'intensité de la force v_2) Sawicki¹⁴ calcule les énergies des états et dégage le pourcentage des composantes à "4 QP" dans l'approximation à 0, 2 et 4 quasi-particules TDA_{2,4}. L'effet de ces pourcentages est souvent minime au point de vue de l'abaissement énergétique des états. Il semble important pour les états 0^+ et, en particulier, influe suffisamment sur les vecteurs propres des opérateurs des moments quadrupolaires du premier état excité 2^+ , Tab. 10.

FORCES	0+			2+			4+			3-			6-			8-			7-		
	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP	TDA ₂	TDA _{2,4}	4QP
¹¹⁶ Sn I=1 WIGNER	0.0	-0.08	38	1.00	1.47	4	2.06	2.37	23	4.258	3.346	100	3.060	2.416	11	3.760	2.344	98	3.460	2.207	14
	1.66	1.12	23	2.40	2.09	81	3.18	2.77	83	4.432	3.000	100	3.021	2.000	66	3.000	2.000	16	3.072	2.748	87
	2.04	1.77	81	2.82	2.10	31	3.46	2.06	7	3.460	100		3.072	3.072	71	3.000	2.044	16	4.364	2.020	98
	3.38	1.80	43	3.07	2.64	12	3.82	3.27	11												
¹¹⁶ Sn I=0.66 BOSENFELD	0.0	-0.36	40	1.16	1.88	6	2.06	2.06	1	3.660	3.464	4	3.226	2.211	2	3.723	2.000	4	3.208	2.100	3
	1.66	1.81	6	2.44	2.34	7	2.88	2.87	2	4.044	3.000	6	3.192	3.011	3	3.000	2.020	4	3.446	2.040	2
	2.62	2.11	9	2.66	2.06	2	3.36	2.36	4	4.308	3.000	2.066	3.014	2	2.000	3.000	2	4.021	2.020	100	
	3.22	3.26	89	3.00	2.78	6	3.46	2.40	2												
¹¹⁶ Sn I=0.278+2 QUADRUPOLAIRE	0.0	-0.16	50	1.26	1.71	6	2.00	2.22	4												
	2.26	1.66	21	2.00	1.80	10	2.36	2.02	6												
	2.66	1.60	28	2.00	2.43	26	2.26	2.17	4												
	3.22	3.07	38	3.00	3.02	19	4.07	3.06	6												
¹¹⁸ Sn TABAKIN	0.0	-0.080	39	1.430	1.391	14	2.300	2.200	24	3.076	2.000	2.1	3.271	2.336	1.1	3.904	2.000	14	3.429	2.222	4.1
	2.064	1.642	4.2	3.021	2.616	4.8	3.014	2.717	4.7	3.300	3.004	2.71	3.784	3.710	1.2	3.781	2.687	2.3	3.000	2.700	3.6
	2.994	2.726	8.1																		
	3.000	2.726	8.1																		
¹¹⁸ Sn YALE	0.0	-0.102	37	1.376	1.307	13	2.130	2.000	4	2.246	2		3.211	2.201	1.3	3.037	2.078	1.6	2.700	2.026	2.4
	2.040	1.680	6.7	2.500	2.444	6.3	2.087	2.729	7.6	3.004	2.8	2.746	2.677	1.6	2.800	2.781	2.4	2.866	2.082	3.7	
	2.992	2.812	20	3.124	2.872	5.4	3.000	2.987	4.4												
	3.000	2.812	20	3.124	2.872	5.4	3.000	2.987	4.4												
¹¹⁹ Sn TABAKIN	0.0	-0.114	38	1.427	1.312	2.8	2.263	2.171	2.6	3.004	2.764	4.2	3.464	2.366	1.2	3.066	2.000	2.2	3.266	2.107	2.2
	2.060	1.828	4.4	3.430	2.340	9.8	2.678	2.682	6	2.870	3.073	7.2	2.870	2.616	1.7	2.787	2.000	4.4	2.720	2.626	2
	2.481	2.224	10	3.474	2.307	8.2	2.712	2.612	3.2												
	2.481	2.224	10	3.474	2.307	8.2	2.712	2.612	3.2												
¹¹⁹ Sn YALE	0.0	-0.206	37	1.366	1.201	2.8	2.202	2.000	2.8	3.000	2.640	4.7	3.003	2.644	1.3	3.703	2.007	2.6	2.486	2.416	2.6
	2.126	2.134	10	2.700	2.000	8.6	2.004	2.700	12	3.000	2.750	1.8	2.007	2.624	1.6	2.864	2.003	4.2	2.920	2.620	2.5
	2.992	2.670	12	3.700	2.614	7	3.001	2.921	4.2												
	2.992	2.670	12	3.700	2.614	7	3.001	2.921	4.2												
¹²⁰ Sn I=1 WIGNER	0.0	-0.20	42	1.48	1.16	11	2.26	2.00	3												
	1.22	1.66	14	2.46	2.22	10	2.72	2.42	66												
	2.64	2.24	37	3.36	2.64	42	4.00	2.81	24												
	3.22	2.81	50	3.70	2.70	32	4.66	2.90	7												
¹²⁰ Sn YALE	0.0	-0.200	27.0	1.07	1.00	9.8	2.000	1.076	1.1	2.002	2.414	2.9	2.281	2.202	1.0				2.520	2.400	1.4
	2.094	1.071	4	2.000	2.000	3.6	2.846	2.000	77.2	2.200	2.570	11.1	2.703	2.740	1.6				2.967	2.992	2.6
	4.002	2.704	60	2.121	3.000	82.8	2.241	2.000	20.7												
	4.002	2.704	60	2.121	3.000	82.8	2.241	2.000	20.7												

TABLEAU 10 - CALCULS DE SAWICKI (18)

Energies des premiers états nucléaires et pourcentage des composantes à "4QP" dans TDA_{2,4}. Pour ¹¹⁸Sn les deux dernières forces "réalistes", les effets de polarisation du "cœur" sont inclus

Au tableau 10, sont indiqués les énergies des états et les taux des configurations à 4 quasi-particules. Pour une même force, les pourcentages ne varient pas d'une manière uniforme quand l'énergie de l'état augmente pour s'approcher des états à 4 quasi-particules purs. Pour un même état, les variations semblent importantes entre les forces type de Gauss et celle Quadrupolaire. Par contre, la variation est faible quand il s'agit des forces dites "réalistes" type Tabakin¹⁵ et Yale¹⁶. Sawicki a recherché, en outre, l'effet de la polarisation du coeur, en incluant dans l'étain, en plus des sous-couches de neutrons extérieures au coeur

($2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/1}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$), les couches de neutrons et protons comprises entre les nombres magiques 8 et 126 ($1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$, $1f_{7/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, $2f_{5/2}$, $1i_{13/2}$). Les effets de "cœur" semblent faibles avec les dernières forces réalistes dans ^{116}Sn , tab.10, où il a été tenu compte des sous-couches du cœur $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1g_{9/2}$. Les variations sont importantes pour les moments quadrupolaires dans ^{116}Sn entre la TDA₂ $Q(2_1+) = + 0.034$ barn (Tabakin), $Q(2_1+) = + 0.043$ barn (Yale) et la TDA_{2,4}

$$Q(2_1+) = + 0.098 \text{ barn (Tabakin)} , Q(2_1+) = + 0.122 \text{ barn (Yale)} .$$

Ces dernières valeurs semblent approcher des fortes valeurs expérimentales signalées ci-dessus et permettent de ne pas mettre en cause la nature vibrationnelle des isotopes de l'étain. Elles sont toutefois obtenues avec une attribution de charge effective au neutron égale à 1 , ce qui constitue une difficulté. De toute façon une supposition actuellement admise, dans le traitement avec le modèle en couches étendu, est que les incertitudes dans le domaine de la physique de ce modèle, telles le choix de la force à deux corps ou les effets du cœur, sont plus grandes que les inexactitudes produites par le choix des fonctions d'onde ne conservant pas le nombre de particules par exemple.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE.

II.A. SPECTROSCOPIE GAMMA

II.A.1. Détecteurs à Iodure de Sodium (Tl)

Nous avons utilisé des cristaux 3"x3" et 2"x2" type Harschaw associés à des photomultiplicateurs RCA 8054 qui fournissent des résolutions voisines de 7% sur le pic du ^{137}Cs . La chaîne de résistance inter-dynodes a été montée de façon à obtenir une bonne linéarité dans la région d'énergie des rayonnements gamma jusqu'à environ 1 MeV, fig.13. Deux sorties sont prévues pour nos préamplificateurs transistorisés.

Le préamplificateur P.A.C., fig.13, délivre des impulsions à temps de descente court, $1.5\mu\text{sec}$ environ, suivi de la chaîne linéaire d'analyse du spectre direct. La cellule d'entrée $c = 28\text{ pF}$ et $R = 11\text{ k}\Omega$ réalise la mise en forme de l'impulsion négative délivrée par le photomultiplicateur. Le second préamplificateur P.A.L., fig.13, avec une cellule à l'entrée de $c = 82\text{ pF}$ et $R = 100\text{ K}\Omega$ délivre une impulsion à temps de descente lent, $20\mu\text{sec}$ environ, qui permet d'éviter l'empilement dans la chaîne de coïncidence.

Pour les deux préamplificateurs, le transistor de tête constitue l'étage adaptateur. Le P.A.C. possède un transistor supplémentaire qui permet de sortir une impulsion négative.

La linéarité est conservée dans un circuit de coïncidences où le temps de résolution du circuit électronique est de l'ordre de 10^{-8} sec : temps nettement plus long que les fluctuations du temps de

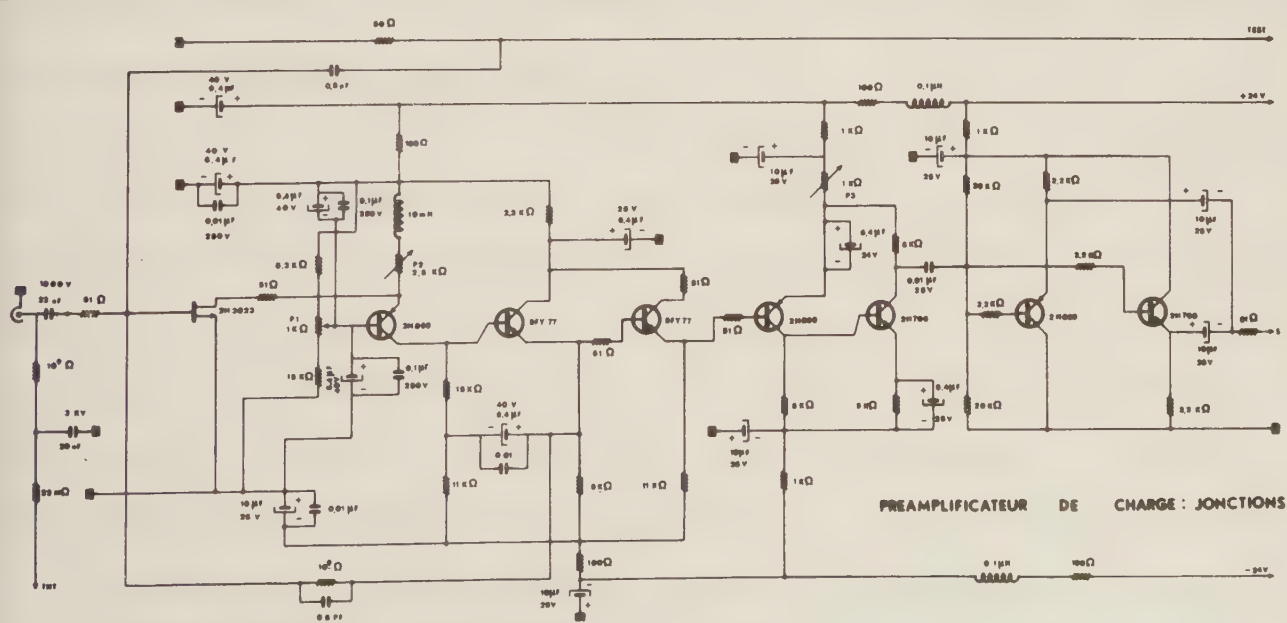
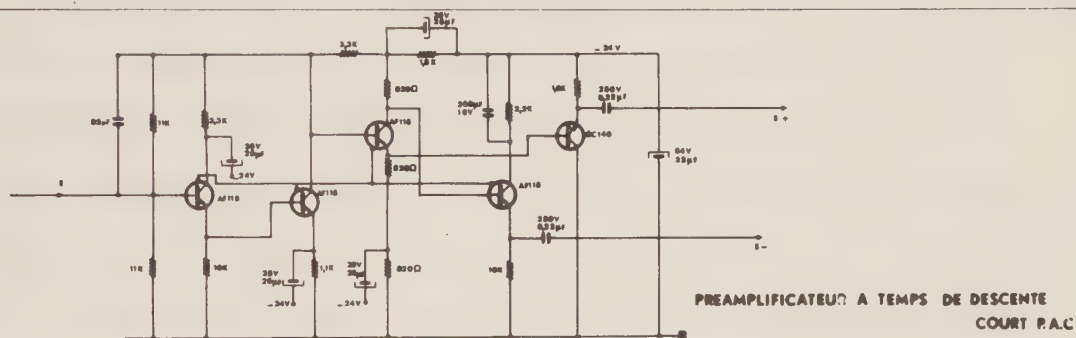
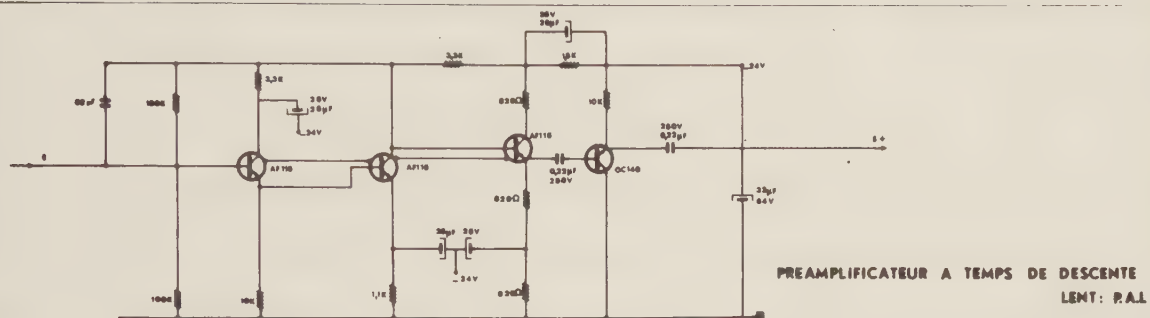


Fig : 13

transit du photomultiplicateur.

Les liaisons par capacités au tantale assurent un faible bruit à l'ensemble.

II.A.2. Détecteurs au Germanium (Li)

L'énergie nécessaire pour produire une paire électron-ion est de 2.9 eV pour le Germanium. Elle est dix fois moindre que l'énergie d'ionisation d'un gaz (35 eV) à température et pression normales. Grâce à la densité plus élevée, le pouvoir d'arrêt des cristaux de Germanium est 1000 fois supérieur à celui d'un gaz. Ainsi, la densité des porteurs créés dans le semi-conducteur est approximativement 10 000 fois plus grande que celle d'un gaz. La résolution, fonction de l'erreur statistique du nombre de paires créées est nettement meilleure que pour les scintillateurs, car on mesure directement la charge produite par la particule ionisante, au lieu d'une quantité de lumière consécutive à l'ionisation et sujette à des fluctuations statistiques supplémentaires.

La section efficace de l'effet photoélectrique est une fonction en Z^5 . Ainsi, le Germanium $Z = 32$ est préférable au Silicium $Z = 14$. La largeur de la bande interdite du Germanium est plus faible 0.71 eV que celle du Silicium 1.12 eV. Dans le Germanium, la durée de vie des porteurs (mobilité des électrons : 3800 cm²/volt.sec) est nettement supérieure à celle du Silicium (mobilité des électrons : 1750 cm² / volt.sec). Elle est nettement plus grande que la durée de collection.

L'énergie d'interaction des rayonnements gamma dans un cristal crée de nombreuses paires d'électrons-trous qui sont collectées par application d'un champ électrique (environ 100 volt par millimètre de zone utile).

Le bruit minimum, dû à l'agitation thermique, est obtenu aux environs de -200°C pour le Germanium alors que pour le Silicium la température est proche de la température ambiante (-50°C). Ainsi il faut travailler à la température de l'azote liquide et sous-vide.

Nous avons utilisé des jonctions planaires dont l'avantage est de présenter de faibles capacités (10 à 30 pF). Leurs résolutions de l'ordre de 5 keV à moins de 1 keV, sont limitées par l'électronique des préamplificateurs de charges. L'inconvénient réside dans leur faible efficacité. Le volume utile est limité par le mode de fabrication.

Au Laboratoire, la méthode actuelle de migration du Lithium pour créer la zone sensible est limitée à une profondeur de 10 mm environ¹⁷. Dans l'industrie, les tirages de barreaux de Germanium utiles à la fabrication de jonctions permettent des surfaces de l'ordre de 10 cm^2 . Généralement, les gros volumes utiles des planaires n'excèdent pas 10 cm^3 afin de ne pas dégrader la résolution.

Les préamplificateurs des impulsions de charges des jonctions au Ge sont actuellement en amélioration constante.

L'impédance de la jonction au Germanium à -200°C étant élevée, on prend un transistor à effet de champ de forte impédance, 10^8 environ, et de faible bruit.

Dans notre préamplificateur, fig. 13, les trois transistors de tête 2N 3823, 2N 869 et BFY 77 constituent l'étage amplificateur de charges. Pour avoir un gain dynamique élevé, une self de 10 mH est placée dans la charge du drain du transistor à effet de champ. Le rapport signal-bruit optimum est obtenu pour un gain en tension ramené à 1 par une contre réaction de charge de 0.5 pF. La pente du

transistor à effet de champ est maximum pour une polarisation de porte voisine de zéro volt, alors que le bruit minimum exige une polarisation négative. Un compromis nous a amené à diminuer la polarisation entre - 300 mV et - 100 mV par le potentiomètre P_1 et à augmenter la pente par le refroidissement¹⁰ du transistor à effet de champ aux environs de -100°C. Le préamplificateur de charges est suivi d'un étage amplificateur à gain en tension ajustable par le potentiomètre P_3 de 1 à 8. L'impédance de sortie est fixée à 51 Ω afin de protéger les transistors contre un éventuel court-circuit. Les autres résistances de 51 ohms servent à amortir les oscillations dues au couplage des différents étages.

La capacité de 0.5 pF du test fixe la sensibilité à 22 mV par 100 keV pour le détecteur au Germanium.

Les résolutions obtenues sont de l'ordre de 1 keV à zéro picofarad avec une pente de conversion de 0.05 keV par picofarad.

II.B. SPECTROSCOPIE BETA

II.B.1. Spectromètre β semi-circulaire

Ce spectromètre magnétique de faible luminosité possède une bonne résolution $\frac{\Delta B \rho}{B \rho}$ comprise entre quelque 10^{-3} et quelque 10^{-4} . Le plan des plaques photographiques utilisées coïncide à mieux de $2/100^\circ$ de mm avec celui de la fente définissant l'ouverture. La position de la plaque photographique est repérée par une série d'échancrures le long de son support, dont les distances par rapport à la position de la source radioactive sont mesurables sur un banc à $1/100^\circ$ de mm de précision. Les sources radioactives sont fixées avec une précision suffisante pour permettre le cumul dans le cas des périodes courtes.

La protection contre les rayons gamma directs est assurée par l'interposition de blocs épais de tungstène et de plomb. L'entrefer des pièces polaires du champ magnétique est de 8 cm. La diffusion sur les pièces polaires qui forment les parois horizontales de l'enceinte à vide est réduite par la présence d'un écran à 45° des trajectoires. Les dimensions utilisables des plaques photographiques étant 29×3 cm, un système de deux volets manoeuvrables en cours de pose, permet de recouvrir successivement les deux bandes latérales de 1 cm de large et ainsi de discriminer sur une même plaque les raies de conversion appartenant à des isotopes de durée de vie différente.

Le champ magnétique est obtenu par deux rangées d'aimants permanents en Ticonal et canalisé par deux grandes plaques de fer

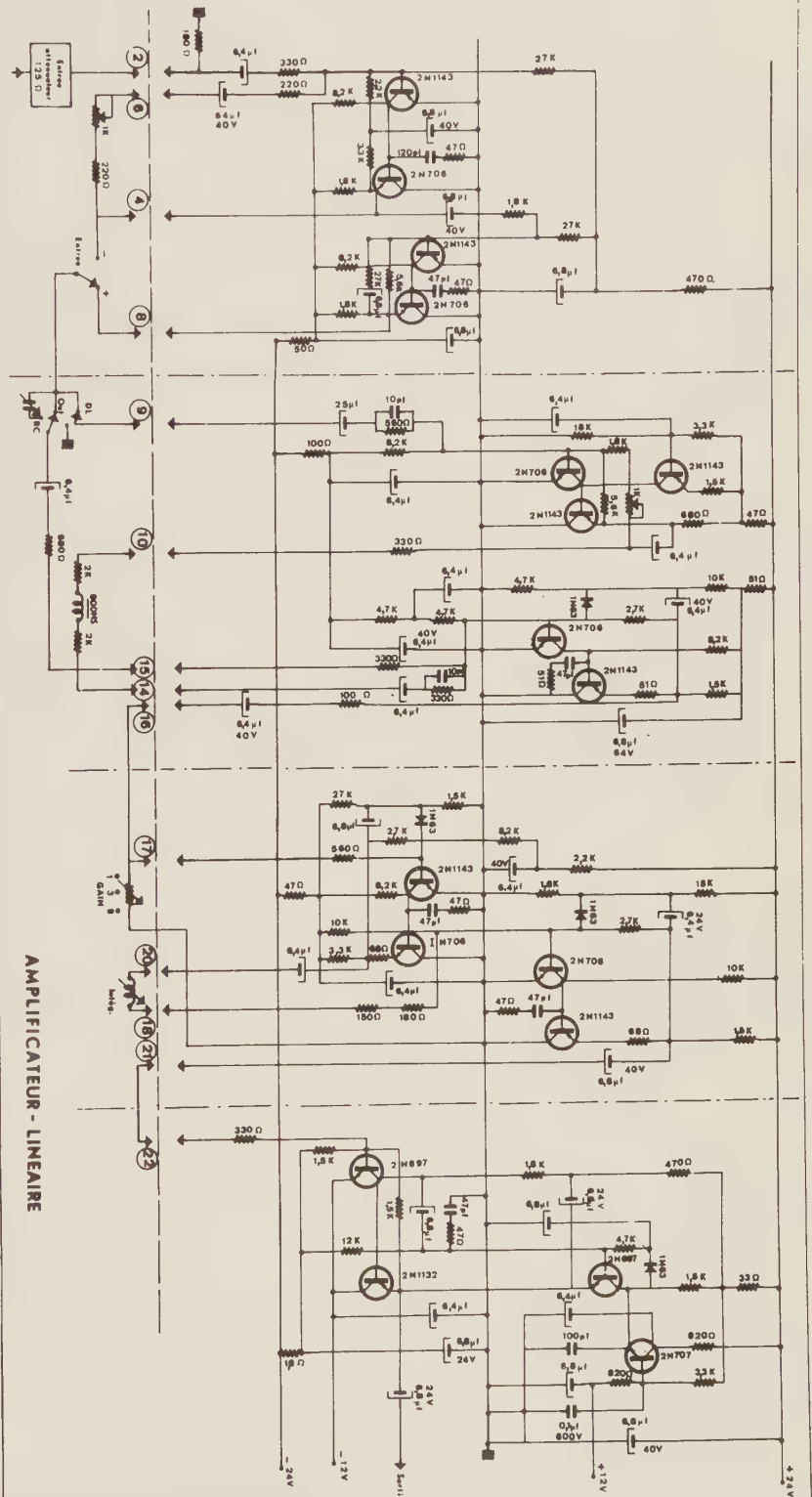
Armco. L'induction peut être fixée à une valeur quelconque comprise entre 0 et 700 gauss par le passage par impulsion d'un courant dans les bobines placées à demeure autour des aimants.

Le champ est calibré à l'aide de plusieurs raies standard telles que celles fournies par le dépôt actif de Thoron.

Le spectrographe est conçu de manière à permettre l'utilisation d'une préaccélération de 10 keV des électrons, la source étant montée sur un support en teflon isolant, en vue de l'observation des transitions de très faibles énergies

II.B.2. Détecteur au Silicium

La jonction à barrière de surface est obtenue entre un cristal de Silicium n de haute résistivité et une couche d'oxyde protégée par une couche d'or évaporée sur ce cristal. La zone sensible est en général plus épaisse que les jonction diffusées (phosphore) ou migrées (lithium). Malheureusement, elles résistent mal aux fortes polarisations nécessaires pour ces épaisseurs (200V/mm). Pour diminuer le courant inverse nous avons travaillé à -30°C , mais la résolution n'est jamais descendue au-dessous de 5 keV. Ainsi, nous n'avons pas pu séparer les raies des électrons de conversion en couches L ($Z = 50$). Les rapports $\frac{K}{L}$ furent les seuls résultats possibles.



AMPLIFICATEUR - LINEAIRE

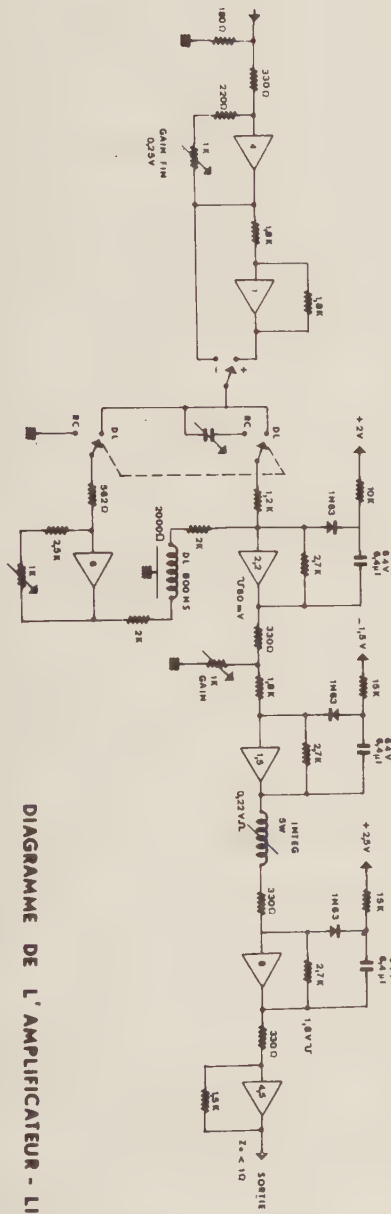


DIAGRAMME DE L'AMPLIFICATEUR - LINEAIRE

II.C. COINCIDENCES GAMMA-GAMMA

La détection comprend un cristal INa et une jonction Ge. Généralement, une transition est sélectionnée par la chaîne du détecteur le plus efficace, en l'occurrence l'iodure de sodium. Nous avons respecté l'impératif d'altérer le moins possible la résolution en énergie. La chaîne TMC a été complétée par un amplificateur, une base de temps (cross-over) et un circuit retard dont nous allons donner la description.

II.C.1. Amplificateur

Nous avons réalisé un amplificateur transistorisé sur quatre plaquettes d'un gain de 1000 environ, fig. 14. Sur la position ligne il atteint le gain de 1300. La première plaquette comporte l'atténuateur d'impédance d'entrée de 125Ω qui permet des affaiblissements en tension de rapports 1, 1.5, 3, 6.5, 12.5 et 16. Cet étage fournit une impulsion positive quelque soit la polarité de celle d'entrée. Sa résistance d'entrée de 330Ω correspond au minimum de bruit pour le transistor 2N 1143. Il est équipé de condensateurs de découplage au tantale assurant un meilleur facteur de bruit minimum à l'ensemble.

La seconde plaquette assure la différentiation par capacités ($\tau = 0.1, 0.2, 0.5, 1, 2$ et $5 \mu\text{sec}$) ou par ligne à retard de 400 ns. L'affaiblissement introduit dans ce cas est compensé par un étage supplémentaire en cascade (impédance grande et large bande passante) qui donne un temps de montée court.

La troisième plaquette comporte un atténuateur de tension par 1, 3 ou 9. Il assure l'intégration de l'impulsion positive par une série de selfs ($Z = 0.1, 0.2, 0.5; 1, 2$ et $5 \mu\text{sec}$).

La dernière plaquette comporte deux transistors 2N 1132 et 2N 697 qui débitent en parallèle dans la résistance de charge. L'impédance de sortie est voisine de 1 .

Les étages d'amplification sont pour la plupart équipés de diodes limiteuses, pour donner à l'amplificateur un temps de recouvrement rapide en cas de surtension. Pour assurer une bonne stabilité les étages comportent des transistors complémentaires à liaison continue et possèdent un gain relativement faible grâce à une contre-réaction élevée. Cette contre-réaction est calculée pour assurer une polarisation correcte des transistors et, par suite, une bonne stabilité en température. La linéarité intégrale est meilleure que 0.2 %.

II.C.2. Base de temps (Cross-over)

Elle est composée d'un symétriseur et d'un générateur de cross-over, fig. 15. La double différentiation est constituée par une ligne à retard de $400 \cdot 10^{-9}$ sec court-circuitée en bout, suivie de deux étages amplificateurs de gain en tension de 39 et 45 destinés à compenser l'atténuation introduite. L'impulsion symétrique passe ensuite dans un limitateur à diode qui donne une impulsion carrée symétrique d'amplitude ± 1 V, introduite dans le générateur de cross-over. Le trigger de Schmidt déclenché par l'impulsion précédente fournit une impulsion dont le retard est réglable par un circuit variable de 0 à 250 ns. Cette impulsion déclenche à son tour un

monostable qui fournit alors le signal calibré de "cross-over" de 6 V d'amplitude et $500 \cdot 10^{-9}$ sec de large. En général, la polarisation du trigger de Schmidt est d'environ 150 mV. Le déclenchement de cette bascule est arrêté quand la hauteur de l'impulsion devient inférieure à la polarisation. Le shift peut atteindre 20 à 50 ns. Ici, la polarisation du trigger est supprimée une fois le déclenchement opéré. Le déclenchement du trigger sera arrêté quand la hauteur de l'impulsion sera nulle ou plus précisément quand elle passera de la polarité positive à la polarité négative. Cette base de temps par passage à zéro produit seulement un shift de 10 à $20 \cdot 10^{-9}$ sec qui est dû surtout à la mise en forme.

II.C.3. Circuit de coïncidences rapide

Ce circuit à trois entrées reçoit directement les impulsions mises en forme (largeur minimum $20 \cdot 10^{-9}$ sec) par le circuit de la base de temps. Pour suppléer à l'absence de seuil préalable, nous avons travaillé avec des gains faibles afin de couper le bruit par le seuil du trigger.

Le temps de résolution est pris égal à la valeur supérieure de l'écart maximum dans le temps des instants de déclenchement des deux raies de formation pour les amplitudes extrêmes envisagées (100 à 1300 keV). Avec des impulsions calibrées, nous avons pu descendre à $17 \cdot 10^{-9}$ sec. Toutefois, comme le taux de coïncidences vraies diminue quand le temps d'ouverture du circuit est faible, nous avons fixé la résolution au voisinage de 30 ns.

II.C.4. Circuit de mesure des vies moyennes

Nous avons utilisé un convertisseur temps-amplitude¹⁹ du type lent-rapide qui comprend :

- 1°) deux détecteurs comportant chacun un photomultiplicateur 56 AVP et un scintillateur,
- 2°) deux voies rapides composées de deux circuits de mise en forme et suivies d'un convertisseur temps-amplitude,
- 3°) deux voies lentes composées de deux cathodes suiveuses, de deux amplificateurs, de deux sélecteurs et d'un circuit de coïncidences lentes suivi d'une porte linéaire. Avec ce circuit on pouvait mesurer des périodes comprises entre 10^{-8} et 10^{-10} secondes.

II.D. PRODUCTION DES SOURCES

II.D.1. Irradiation d'étain et d'antimoine

Les premières ont été obtenues par réaction (p,xn) sur l'étain irradié sous forme de feuilles très minces métalliques. Pour les secondes, nous sommes partis de l'antimoine métal sous forme de poudre fine. Les protons utilisés étaient ceux du Synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (30-150 MeV). Leur énergie était choisie de façon à être au maximum de la section efficace pour la réaction (p,xn) de l'isotope étudié.

II.D.2. Séparation chimique et isotopique d'antimoine et de tellure

L'antimoine formé en quantité impondérable était volatilisé dans la source d'ions du séparateur de masse en même temps qu'une grande quantité d'étain. Nous avons effectué l'extraction chimique suivante : le produit irradié dissous dans 10 cm³ d'une solution d'acide nitrique 12N (70%) plus de l'acide chlorhydrique 11N (30%) en chauffant à 80°C. La dissolution était d'autant plus rapide que l'étain irradié était suffisamment divisé en feuilles minces : 200mg en feuilles de 100 μ d'épaisseur. Cette solution était versée dans 2 cm³ d'acide chlorhydrique 8N contenant 2 mg de trichlorure d'antimoine utilisé comme entraîneur. Elle était agitée puis additionnée de 5 cm³ d'éther isopropylique. Après agitation, la solution était centrifugée. L'intensité de la coloration bleu-violet de l'émulsion organique indique approximativement le degré d'extraction de l'antimoine. La solution organique était alors séparée de la

solution acide et évaporée dans une capsule en quartz en présence d'une très petite quantité de chlorate d'hydroxylamine. Le composé organique d'antimoine actif très volatil était refroidi dans de l'azote liquide avant d'être mis sous vide dans la source d'ions du séparateur.

La poudre irradiée de l'antimoine était directement introduite dans le séparateur et chlorurée à l'intérieur de l'appareil pour l'extraction des isotopes du tellure.

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION.

III.A. LES ISOTOPES PAIRS DE L'ETAIN

III.A.1. ^{114}Sn

Dans le schéma de cet isotope, seul le premier état excité 2_+ était connu par spectroscopie. Ses niveaux peuvent être excités soit par la décroissance radioactive de l'Indium-114 ($T_{\frac{1}{2}} = 72$ sec), soit par celle de l'Antimoine-114 ($T_{\frac{1}{2}} = 3.3$ min). Les deux périodes sont trop courtes pour une étude spectroscopique avec un séparateur d'isotope "non en ligne". Nous avons alors produit le Tellure-114 par réaction $^{121}\text{Sb}(p, 8n)^{114}\text{Te}$ de période $T_{\frac{1}{2}} = 17 \pm 0.5$ min. Ne connaissant pas les niveaux de ^{114}Sb , nous avons cherché les transitions appartenant à ^{114}Sn par coïncidence avec le rayonnement gamma de 1300 keV qui désexcite le premier état 2_+ connu, fig. 16. En plus du niveau à 2188 déterminé dans notre précédent travail²⁰, nous proposons les niveaux à 1716 et 2394 keV, fig. 17. En ce qui concerne les spins et parités de ces états, nous allons tenter de les déterminer grâce aux nombreux résultats des autres isotopes de l'étain.

Etat 4_+ à 2394 keV : La systématique des premiers états 2_+ révèle la situation spéciale de ^{114}Sn qui, dans la structure en couches des noyaux, correspond à la fermeture de la couche magique de 50 protons et de la sous-couche à 64 neutrons. L'énergie du premier état excité est alors la plus élevée de toutes celles des isotopes d'étain, fig. 18.

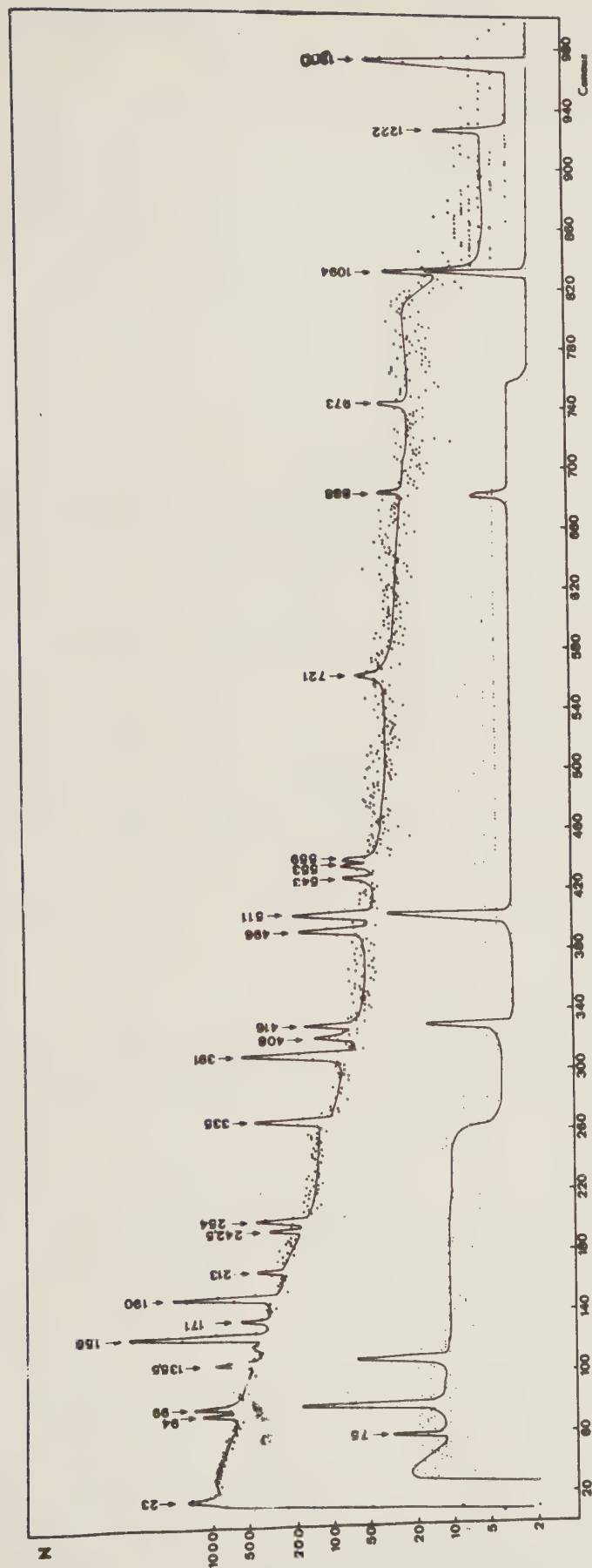


Fig. 16 : Spectre gamma de décroissance de ^{114}Sb et celui en coïncidence avec le rayonnement gamma de 1300 Kev.

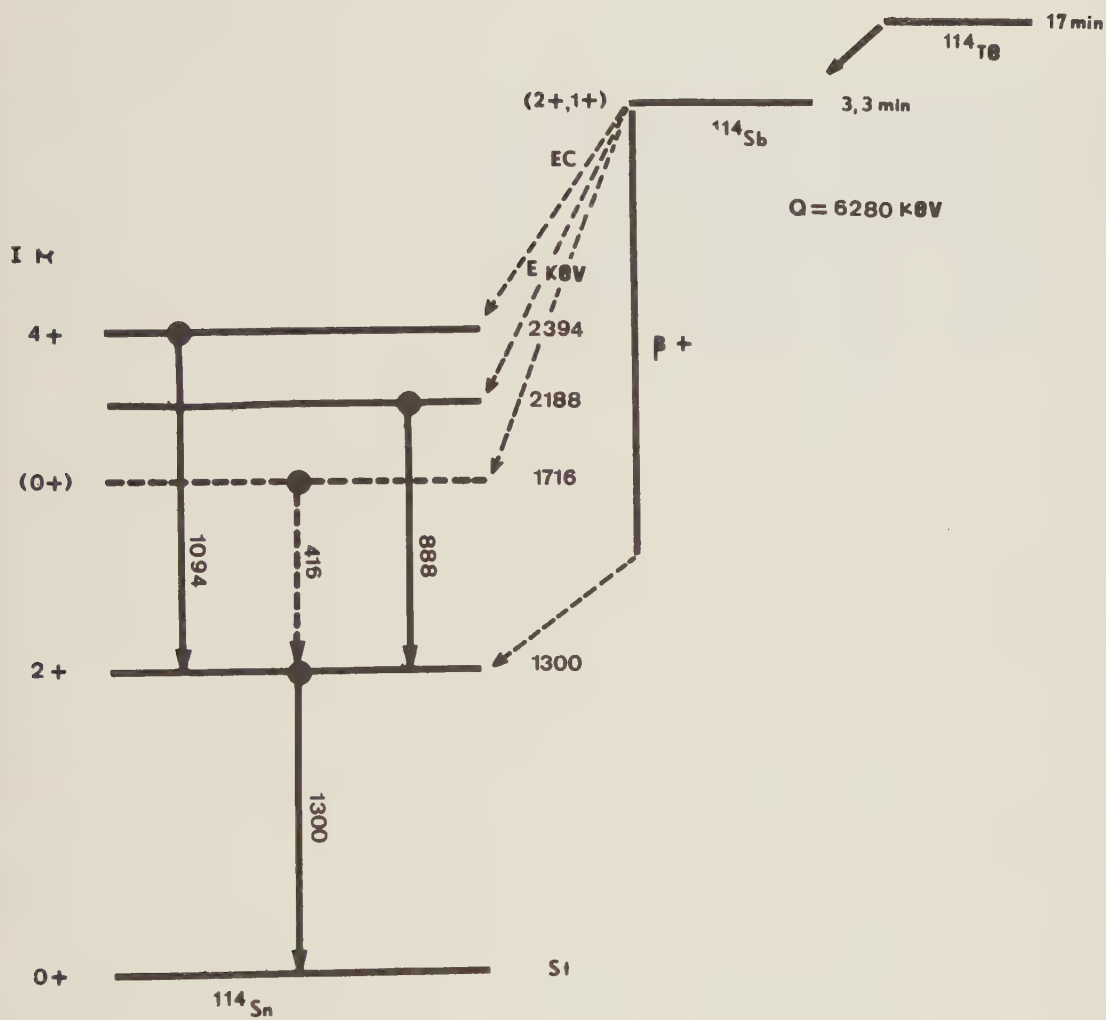


Fig. 17 Schéma de niveaux de ^{114}Sn .

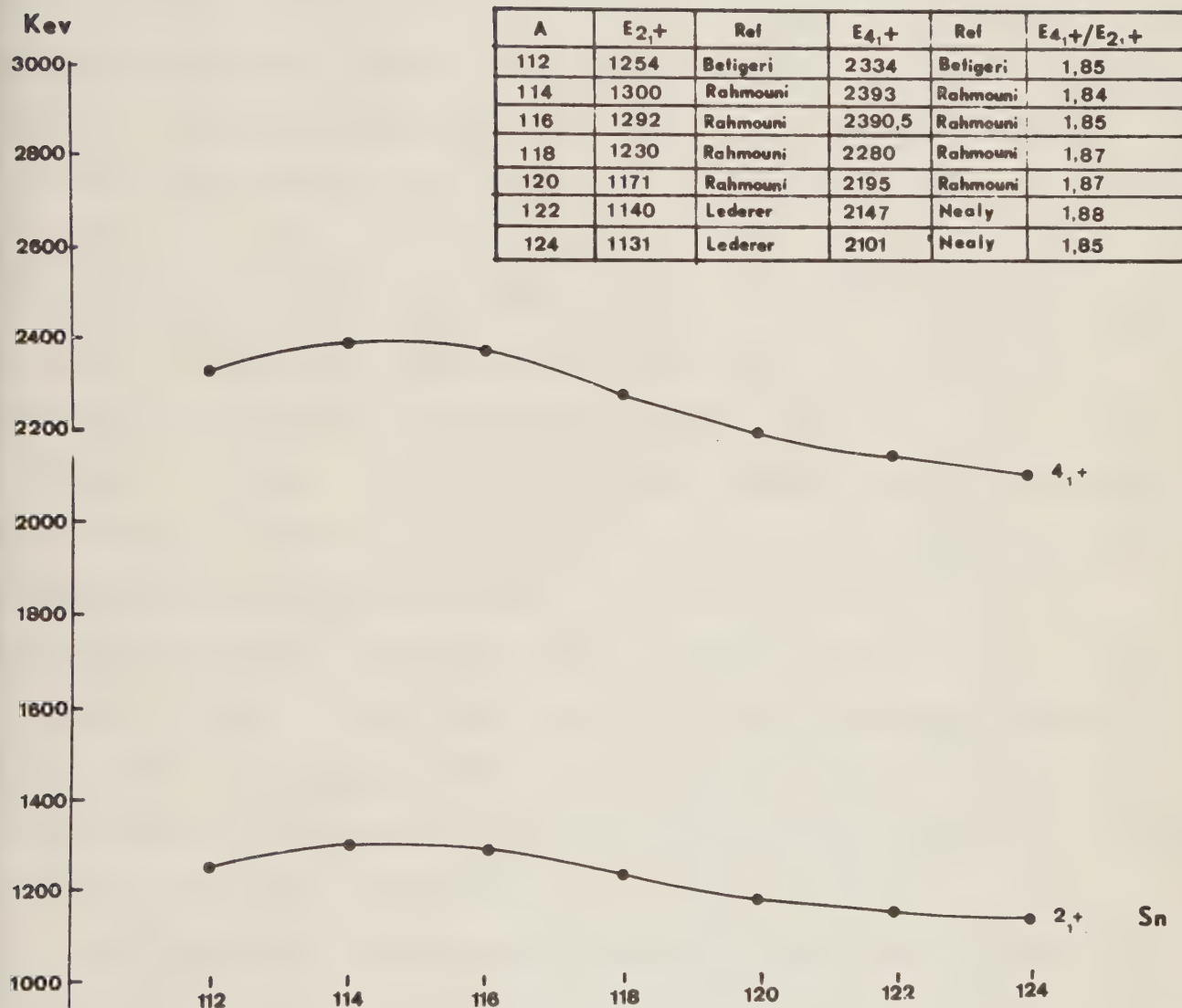


Fig 18 : Systématique des énergies des premiers états 2_+ et 4_+ .

Réf. : Betigeri²¹ - Lederer³⁸ - Nealy³⁹

Cependant, la fermeture de cette sous-couche de neutrons ne semble pas avoir une influence importante sur l'énergie du premier état excité. Afin d'essayer de comprendre cette situation, nous allons examiner les noyaux à une ou deux couches fermées de la table des isotopes³⁸. Dans la systématique des énergies des premiers états excités des isotopes connus à couches fermées, les valeurs sont plus élevées pour une couche de neutrons ($N = 28, 50, 82$) que pour une couche de protons ($P = 28, 50, 82$), fig.19. La fermeture d'une seconde couche ($N = 8, N = 20, N = 126$ / $P = 8, P = 20, P = 82$) assure une stabilité exceptionnelle. Dans un noyau à une couche complète, on s'attendrait à un effet assez remarquable quand une sous-couche se ferme ensuite. Or, la valeur de l'énergie du premier état excité est peu élevée pour une fermeture de sous-couche en protons ($N = 50$ et $P = 38$ ou 40) et presque inchangée pour une sous-couche en neutrons ($P = 50, N = 64$), fig.19. Expérimentalement, il apparaît donc un maximum bien net dans le cas du noyau d'étain 114, mais sa valeur n'est pas exceptionellement élevée. Dans le modèle en couches, cette situation pose le problème intéressant des propriétés collectives, bien établies pour les premiers états $2+$ des noyaux vibrationnels.

La régularité des énergies de ces niveaux dans les isotopes d'étain en fonction de A est visible dans la structure de la fonction d'onde du modèle microscopique où la répartition des composantes du mélange de configurations varie avec le nombre de particules. Ce nombre A peut être défini par la connaissance de l'énergie de liaison absolue des noyaux.

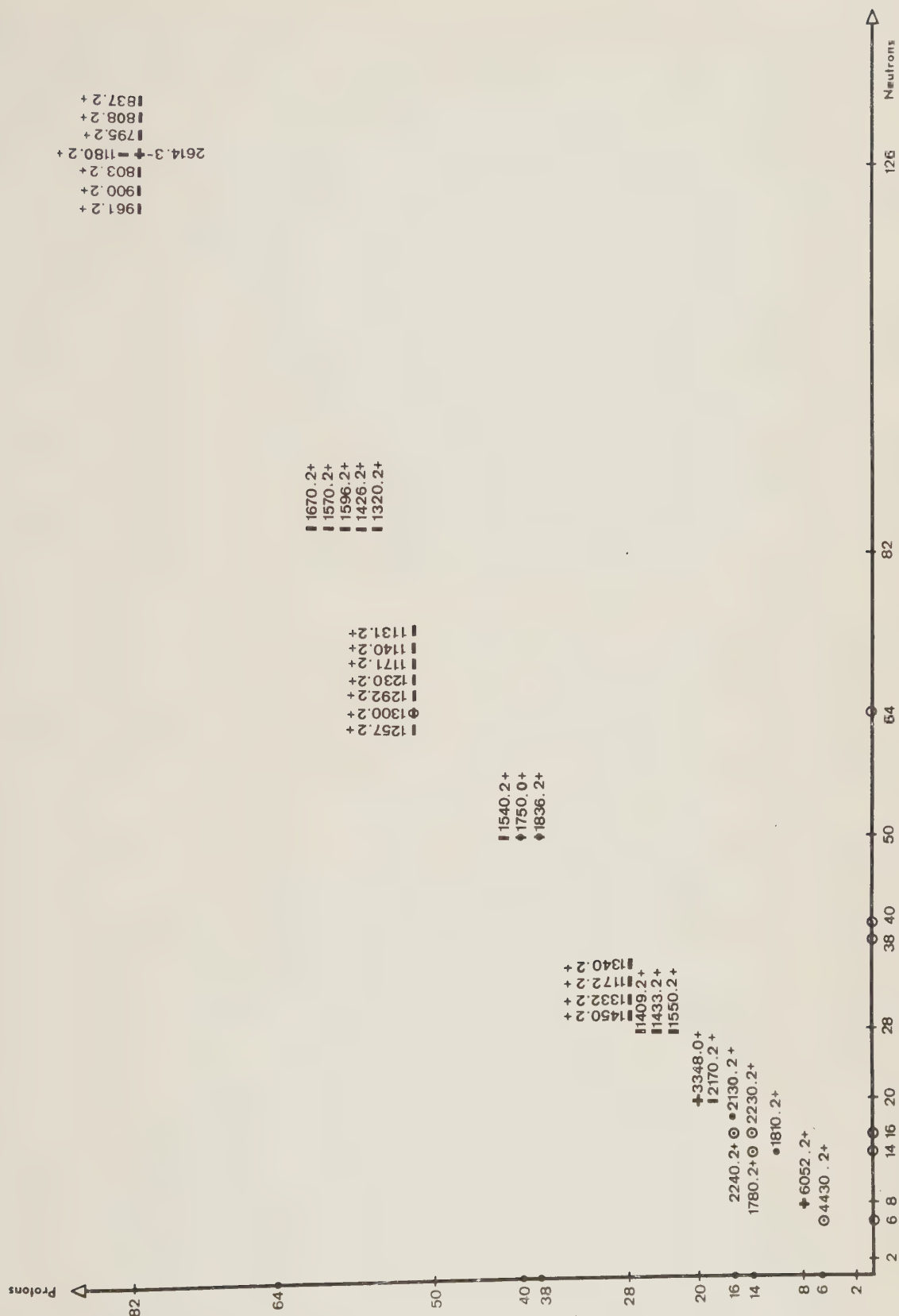


Fig.19 : Energies en keV des premiers états excités des noyaux à couches ou sous-couches fermées.

Dans le cadre d'une théorie où l'on ne traite que des interactions entre les particules de la couche extérieure, on se contente de calculer les différences d'énergie de liaison des noyaux voisins en éliminant la contribution du coeur. Ainsi, Arvieu¹² et Kuo¹³ trouvent les énergies des premiers états 2_1+ des isotopes de l'étain avec un maximum trop accentué pour $A = 114$. Un meilleur accord avec l'expérience est obtenu par Arvieu¹² quand il augmente la portée de la force du type de Gauss de $\mu = 1.55$ fermi à $\mu = 1.85$ fermi. Kuo¹³ prend directement $\mu = 2$ fermis et constate la nécessité d'ajouter une composante quadrupolaire au potentiel gaussien. Ainsi, l'importance d'une force à longue portée dans la description des états collectifs comme les 2_1+ est mise en évidence.

Outre les états 2_1+ qui sont considérés comme collectifs à un phonon quadrupolaire, nous avons établi la systématique des énergies des états 3_1- , fig. 20, dont le caractère collectif à un phonon octupolaire est admis. Dans les deux cas, la position de l'isotope 114 est un extremum. En fait, la situation du noyau 116 est très proche du 114, alors que les variations de part et d'autre de ces deux isotopes sont bien marquées. Cette identité de position des deux noyaux va nous aider à situer l'état 4_1+ dans ^{114}Sn . Auparavant, nous essayons de voir pourquoi la situation de l'isotope 116 est aussi privilégiée que celle du 114. Dans le modèle en couches, le remplissage des orbites des noyaux pairs de l'étain peut se faire, soit à partir du coeur (50 protons + 50 neutrons) par création de paires de neutrons, soit à partir du coeur (50 protons + 82 neutrons) par création de paires de trous de neutrons. Le nombre d'états est le même pour deux noyaux situés de part et d'autre de l'isotope 116. Les énergies de ces états auraient été identiques dans le cas d'une dégénérescence des sous-couches de valence et l'isotope 116 aurait

En réalité, les sous-couches des deux couples, ($2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$) d'une part et ($2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$) d'autre part, sont voisines, mais situées d'un côté et de l'autre de la sous-couche $3s_{1/2}$. Le remplissage de cette dernière sous-couche $3s_{1/2}$ avec une paire de neutrons conduit à l'isotope 116, immédiatement après la fermeture du premier couple qui donne le noyau 114. Ainsi, malgré le fait que le 116 n'occupe pas une place de symétrie parmi les noyaux d'étain, il semble toutefois jouer un rôle particulier très proche de celui du 114.

Nous avons établi la systématique des énergies des premiers états 4_1+ des isotopes de l'étain à l'exception de celle du 114 que nous essayons de déterminer, fig. 18. Les rapports des énergies des états 4_1+ et 2_1+ sont tous égaux à 1.86 ± 0.02 . Par coïncidence avec le rayonnement de 1300 keV, nous avons observé la transition de 1094 keV, fig. 16. Le niveau à 2394 keV qui lui correspond passe précisément par la courbe des énergies des niveaux 4_1+ , fig. 18. La valeur de 1.84 du rapport de l'énergie de ce niveau par rapport à celle de l'état 2_1+ est en accord avec celle de tous les autres isotopes. Il semble donc que notre état à 2394 keV soit le premier état 4_1+ de l'étain 114.

Etat 0_2+ :

Les schémas de niveaux des isotopes de l'étain présentent une grande similitude dans la succession des états. Si tous les premiers niveaux sont des 2_1+ , les seconds sont des 0_2+ . Ces derniers, prévus par le modèle hydrodynamique vibrationnel au double de l'énergie de l'état 2_1+ à un phonon, sont trouvés bien bas par les expériences. Au lieu d'un seul niveau 0_2+ on trouve deux 0_2+ excités plus bas que le premier niveau 4_1+ . La systématique des énergies de ces états présente une régularité de

variation comparable à celle des premiers états 3^- , fig. 20. En nous basant sur cette ressemblance et surtout sur le peu de variation qui existe entre les états des noyaux 114 et 116, nous avons prolongé en pointillés les courbes expérimentales des 0^+ , fig. 20. En faisant aboutir notre transition de 416 keV sur le premier état à 1300 keV du noyau 114, nous situons un niveau à 1716 keV, figs. 16 et 17. Cette valeur de l'énergie du niveau correspond bien à celle de la courbe des premiers états excités 0_2^+ . Les autres transitions trouvées en coïncidence avec le rayonnement gamma de 1300 keV sont de l'ordre de 100 keV, et, par conséquent, donneraient un état vers 1400 keV qui serait vraiment trop bas par rapport à ce que révèle l'expérience dans les autres noyaux. Notre valeur à 1716 keV n'est pas en accord avec le premier niveau 0^+ déterminé par réaction $^{26}_{115}\text{Sn}(d,t)^{114}\text{Sn}$ à 1.58 MeV. Cette énergie paraît trop faible quand on la compare à la valeur des premiers états 0_2^+ dans les autres isotopes de l'étain. On peut se demander si ce niveau appartient bien à l'étain 114, étant donné la difficulté d'obtenir une cible pure d'isotope 115, celui-ci, en effet, n'existe que dans la proportion de 0.35% dans le mélange naturel alors que l'isotope voisin 116 atteint 14.3%. Étant donné ce désaccord et le manque de la valeur expérimentale dans le noyau 112, nous mentionnons l'état 0_2^+ à 1716 keV en pointillés dans le schéma de niveaux de ^{114}Sn , fig. 17.

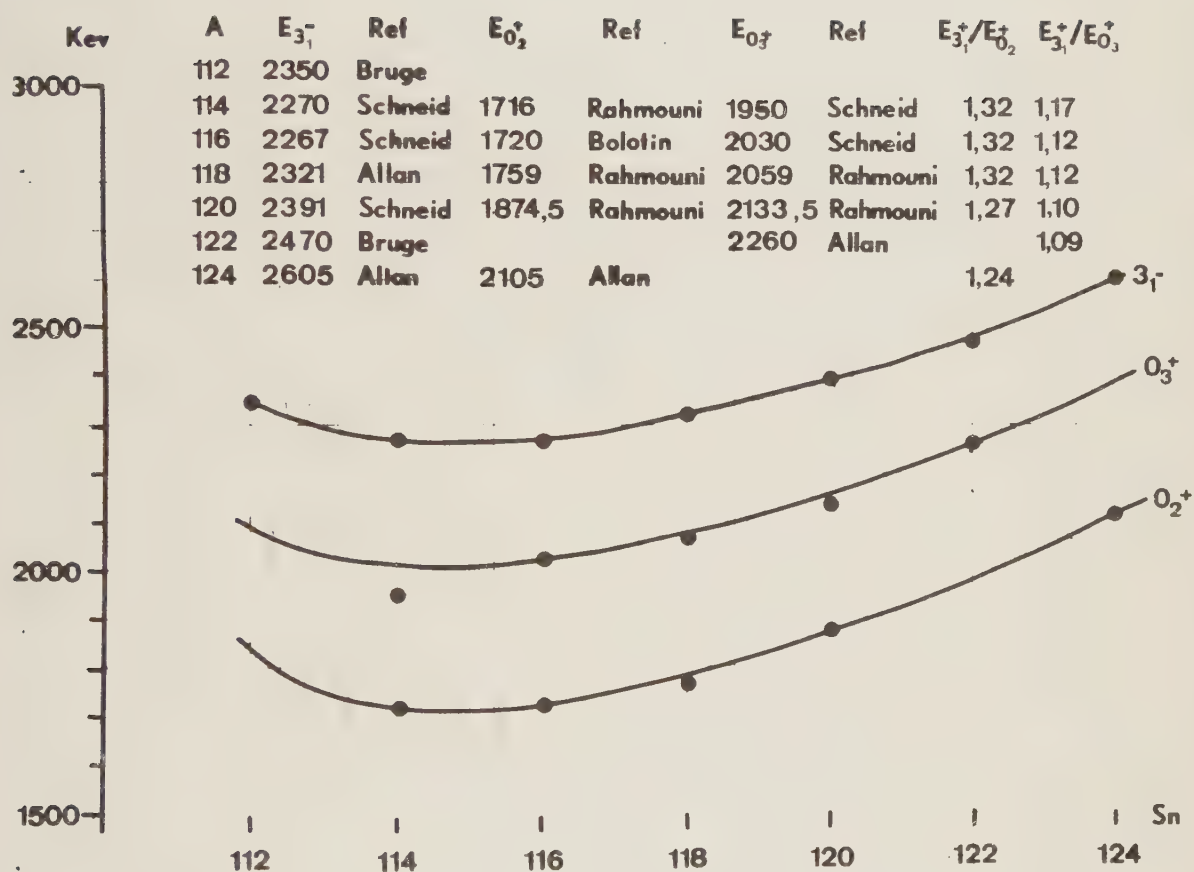


Fig.20 : Systématique des énergies des états 0^+ et 3^- .

Réf. : Schneid²⁶ - Allan²⁵ - Bruge⁴⁰.

Autres transitions :

Dans le spectre de coïncidence gamma, il reste trois transitions d'environ 100 keV que nous n'avons pas situées dans le schéma de niveaux. En raison du gap d'énergie dans les noyaux pairs (2.38 MeV dans ^{114}Sn), ces transitions de faible énergie devront se situer au-dessus du premier état excité 0_2^+ , fig. 16. Nous avons tenté des coïncidences avec les transitions de 416 et 888 keV, mais sans résultat positif à cause de l'intensité très faible de ces rayonnements gamma et des périodes courtes de l'antimoine 114 (3.3 min) et du Tellure (17 min).

III.A.2. ^{116}Sn :

Le schéma de niveaux de l'étain 116 déterminé à partir de la décroissance de l'antimoine 116 et de l'indium 116 a été étudié par Bolontin²⁴. Bodendtedt et col²² se sont intéressés plus spécialement à l'étude du facteur gyromagnétique de l'état 5-. Ils ont signalé la présence d'un nouvel état à 3215 keV et ont porté quelques modifications au schéma de niveaux. Nous avons repris l'étude de cet isotope avec une jonction au germanium qui nous a permis de bien préciser les énergies des transitions, fig.21. Notre schéma de niveaux établi à l'aide des coïncidences gamma-gamma, confirme la séquence des niveaux proposée par Bodendtedt et col²², fig.22. Afin de déterminer les rapports d'embranchement et de discuter la nature des niveaux, nous avons apporté un soin particulier à la détermination des intensités relatives gamma des transitions, tableau 11.

Parmi les isotopes de l'étain, le schéma de l'isotope 116 est le mieux connu par spectroscopie nucléaire. Il présente la densité de niveaux la plus élevée. En plus de la séquence des états excités 2_1^+ , 0_2^+ , 0_3^+ , 4_1^+ , 3^- , 5_1^- et 7_1^- que nous rencontrerons dans les autres isotopes, il contient un état 2^+ à 2223.5 keV comme éventuel membre du triplet, trois états 4^+ à 2528.5, 2643.5 et 2758.5 keV et un état 6^- à 2778 keV. D'autres états de moment cinétique et parité mal connus existent dans chaque isotope à une énergie supérieure à 1 MeV. Nous allons examiner la situation particulière du premier état 4_1^+ dans ^{116}Sn .



Fig.21 : Spectre γ de décroissance du ^{116}Te : énergies en keV.

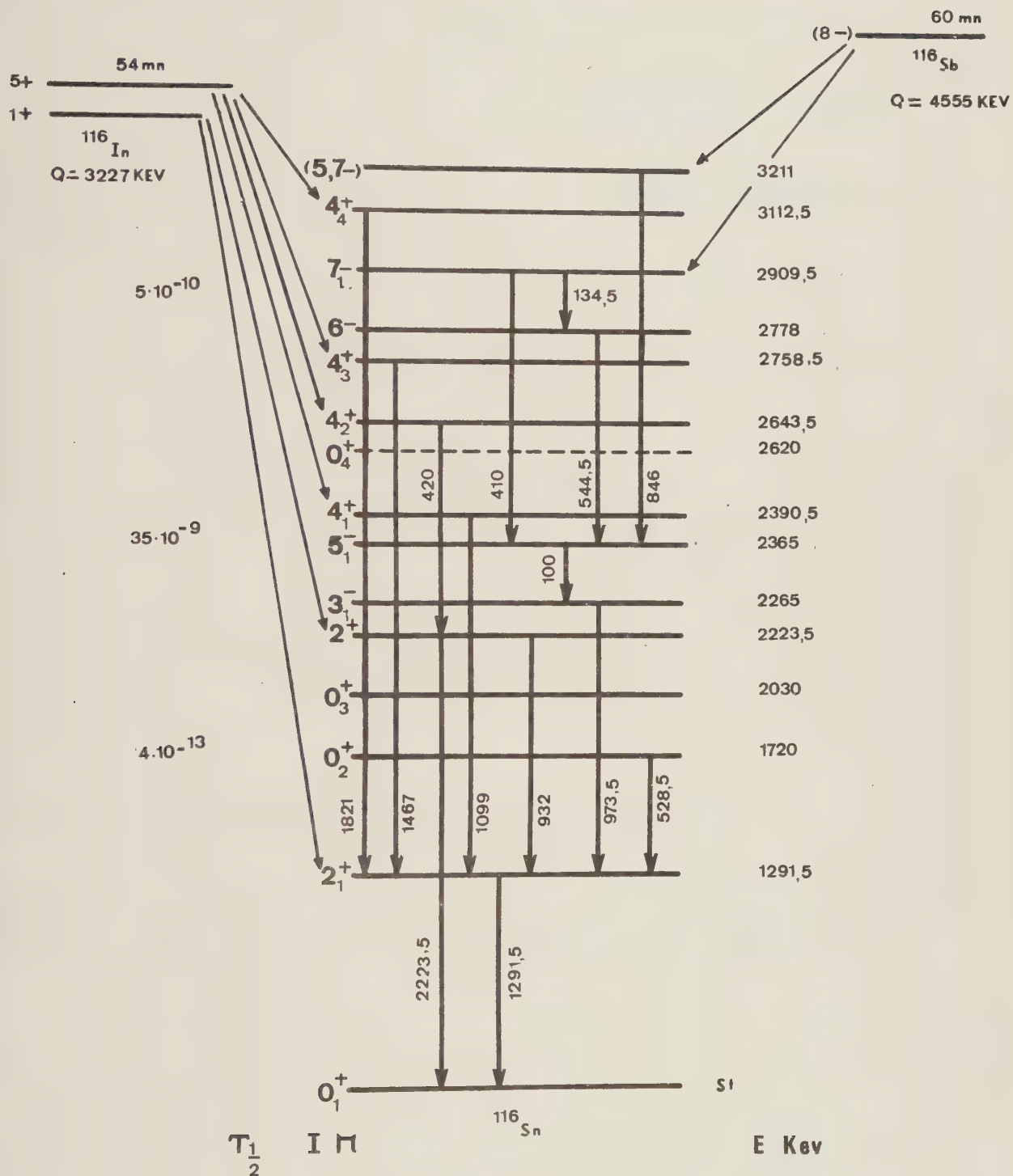


FIG:22 SCHEMA DE NIVEAUX DE ^{116}Sn

Présent travail		B.Skytte Jensen ⁴⁵	
E (keV)	I %	E (keV)	I %
100 $\pm$ 0.5	7.2 $\pm$ 1	99	27
134.5 $\pm$ 0.5	8 $\pm$ 1	137	26
410 $\pm$ 0.5	9.2 $\pm$ 1	404	32
420 $\pm$ 1	0.23 $\pm$ 0.05	-	-
544 $\pm$ 1	11.3 $\pm$ 1	-	-
845 $\pm$ 2	1.1 $\pm$ 0.3	-	-
932 $\pm$ 1	17.3 $\pm$ 1	953	66
973.5 $\pm$ 1	16.8 $\pm$ 1	-	-
1073.5 $\pm$ 1	2 $\pm$ 0.5	1055	28
1291.5 $\pm$ 0.5	100	1280	100
1467 $\pm$ 10	0.7 $\pm$ 0.3	-	-
1820 $\pm$ 10	2 $\pm$ 0.4	-	-
2223.5 $\pm$ 2	14.8 $\pm$ 2	-	-

Tableau 11 : Intensités relatives % de désintégration de ^{116}Sb .

Inversion en énergie des états 4_1+ et 3_1- :

La variation des énergies des états 4_1+ en fonction de A est de sens inverse par rapport à celle des états 3_1- , fig.18 et 20. Les niveaux 4_1+ se situent plus bas que les états 3_1- dans tous les isotopes à l'exception des noyaux 114 et 116. Le cas de ^{116}Sn est intéressant, car c'est le seul isotope d'étain dont le niveau $3-$ est excité par décroissance radioactive. La désintégration des isotopes d'antimoine par émission β^+ et électrons de capture vers les noyaux d'étain seuls, donne lieu à une séquence de niveaux assez remarquable, fig.23. La cascade des transitions



semble perturbée par la présence de l'état 3_1- excité par l'antimoine alors que le 4_1+ ne l'est pas dans ^{116}Sn . Les énergies des premiers états $5-$ sont du même ordre de grandeur 2365 , 2320 et 2285 keV dans les noyaux 116 , 118 et 120 respectivement, ce qui fait que la remontée importante du 4_1+ dans ^{116}Sn le situe à une énergie de 2390.5 keV, supérieure à celle du niveau $5-$. Ce dernier ne peut donc pas nourrir l'état 4_1+ à cause de l'interdiction en énergie. Or, il existe dans les autres isotopes pairs connus 118 et 120, un retard important à la probabilité de transition électrique $E1(5_1- \longrightarrow 4_1+)$ que nous avons calculé plus loin. Ce facteur d'interdiction de la transition $E1$ par rapport à la probabilité théorique d'excitation

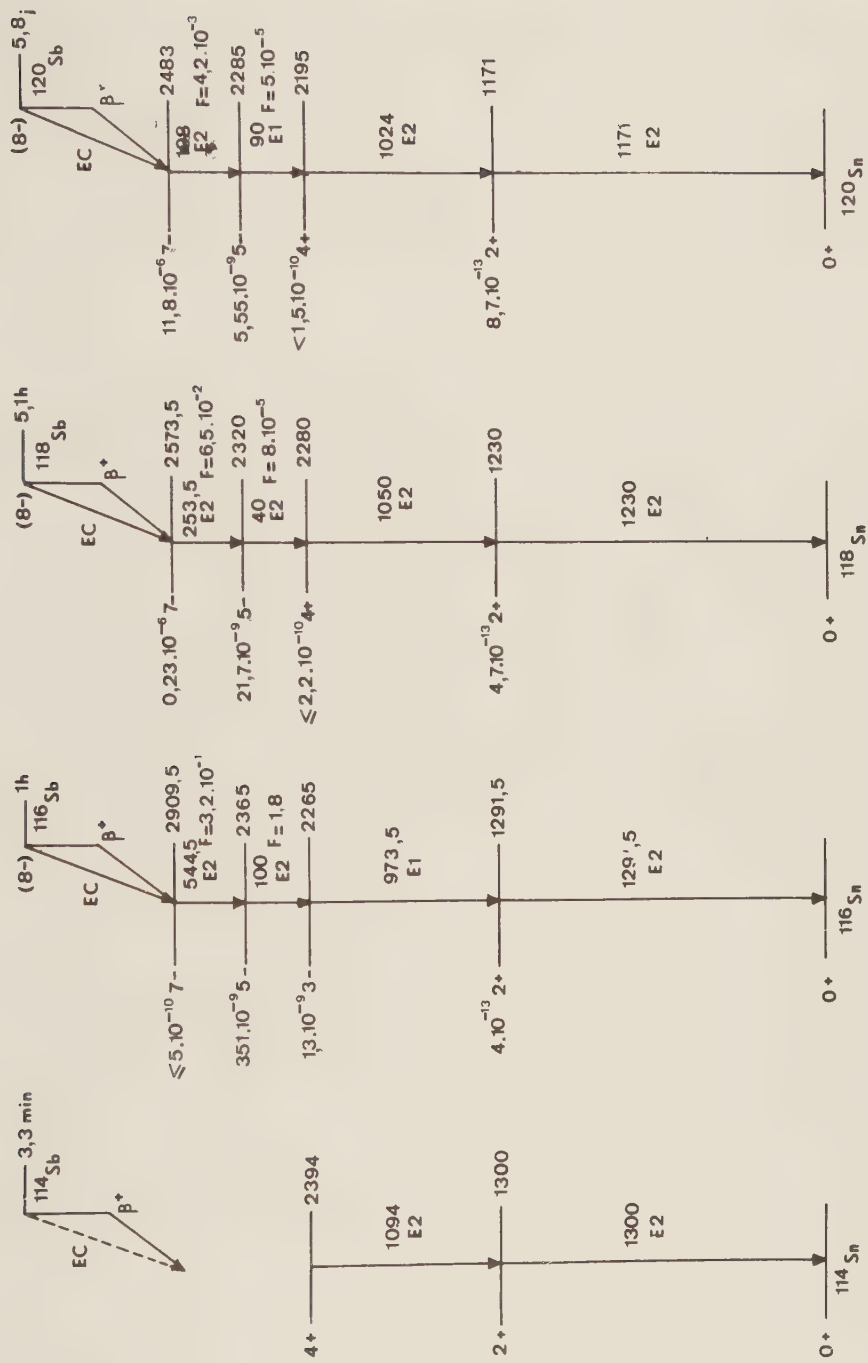


Fig.23 : Séquence de niveaux excités par décroissance des isotopes de l'antimoine

à une particule de Weisskopf sera interprété par nous comme une différence importante entre la nature de l'état 5_1^- et celle de l'état 4_1^+ dans ^{118}Sn et ^{120}Sn . Cette interprétation sera étendue au cas de ^{116}Sn où l'état 4_1^+ est excité par la désintégration de l'indium.

Etat 5-à 2365 KeV. Cet état se désexcite par deux transitions électriques E2 de 100 keV et E3 de 1073.5 keV respectivement vers les niveaux 3^- et 2^+ . Afin de comparer sa nature à celle des états 2^+ et 3^- , il est utile de connaître avec précision les coefficients de conversion des électrons des transitions gamma de faible énergie. Notre étude du rayonnement E2 de 100 keV dans un spectromètre semi-circulaire²⁰ nous a permis de déduire la valeur du coefficient de conversion total

$\alpha_t = 1.1$. Ainsi nous complétons les éléments nécessaires au calcul des facteurs d'accélération ou de ralentissement des transitions par rapport aux probabilités théoriques de transition à une particule de Weisskopf³. Nous définissons ce facteur par le rapport de la vie moyenne de la transition à une particule τ_{sp} (sp : single particle) à la valeur expérimentale τ_{exp} .

$$F = \frac{\tau_{sp}}{\tau_{exp}}$$

A titre d'exemple nous donnons le calcul détaillé du facteur de la transition E3, $5- \longrightarrow 2+$.

$$T_{\frac{1}{2}}^1 (\text{état } 5-) = 351 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

$$I (100 \text{ keV}) = 7.2\% , \quad I_{\gamma} (1073.5 \text{ keV}) = 2\%$$

$$\alpha_t (E2, 100 \text{ keV}) = 1.1 , \quad \alpha_t (E3, 1073.5 \text{ keV}) = 10^{-3}$$

$$T_{\text{exp}} (E3, 1073.5 \text{ keV}) = 351 \cdot 10^{-9} \frac{2(1+10^{-3}) + 7.2(1+1.1)}{2} = 3.1 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$$

Des valeurs tabulées de Weisskopf³, nous tirons :

$$T_{\text{sp}} (E3, 1073.5 \text{ keV}) = 0.75 \cdot 10^{-6} \text{ sec}$$

d'où :

$$F(5_1- \xrightarrow{E3} 2_1+ , 1073.5 \text{ keV})_{116} = 2.4 \cdot 10^{-1}$$

$$F(5_1- \longrightarrow 3_1- , 100 \text{ keV})_{116} = 1.8$$

Cette valeur de l'ordre de l'unité qui permet de considérer comme presque normale la transition E3 entre les états 5_1- et 2_1+ est surprenante. Elle permet d'interpréter les deux états comme étant de même nature. Ceci est difficile à admettre actuellement. En effet, le premier niveau $2+$ est collectif (à un phonon quadrupolaire) comme nous le verrons lors de la discussion sur les noyaux pairs, alors que l'état $5-$ n'est pas prévu dans le modèle à phonons. Dans le modèle microscopique, l'état $2+$ est décrit par un grand nombre de configurations cohérentes à deux quasi-particules tandis que l'état $5-$ nécessite seulement une à deux configurations. En plus de ces considérations théoriques sur la nature de particule de l'état $5-$, il y a l'interprétation de la valeur expérimentale du facteur

gyromagnétique mesuré par Bodentet et col²².

$$g_{5-}(\text{exp})_{116} = -0.065 \pm 0.005$$

Cette valeur se trouve en excellent accord avec celle de Schmidt calculée pour une configuration pure à deux neutrons.

$$g(h_{11/2}, s_{1/2})_{5-} = 0.058$$

Ainsi la nature individuelle de l'état $5-$ est confirmée.

A ceci, nous pouvons ajouter notre remarque sur l'interdiction en énergie de la transition entre les états 4_1+ et 5_1- dans ^{116}Sn et le facteur de retard important des transitions $5- \xrightarrow{E1} 4+$ dans ^{118}Sn et ^{120}Sn que nous calculerons par la suite.

Etat $7-$ à 2909.5 keV

L'énergie de 2909.5 KeV de

cet état dans ^{116}Sn est exceptionnellement plus élevée que celle des mêmes états à 2573.5 keV dans ^{118}Sn et à 2483 keV dans ^{120}Sn , fig.23. Notre calcul du facteur de retard de la transition électrique $7- \xrightarrow{E2} 5-$ donne la valeur suivante :

$$F(7_1- \xrightarrow{E2} 5_1-, 544.5 \text{ keV}) = 3.2 \cdot 10^{-1}$$

Cette valeur proche de l'unité signifie que la transition électrique quadrupolaire est normale entre deux états de même nature. En théorie, ils sont décrits comme des états à deux et quatre quasi-particules.

Entre les deux principales configurations à deux quasi-particules $(1h_{11/2}, 2d_{3/2})_{7-} \geq 99\%$ et $(1h_{11/2}, 3s_{1/2})_{5-} \leq 15\%$, la transition $E2$ s'effectuerait entre les orbitales $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$ dont les énergies

données par Kuo et Baranger¹³ sont : $\mathcal{E}_{1/2} = 0$ et $\mathcal{E}_{3/2} = 0.5$ MeV. Il existe donc un accord satisfaisant sur la nature des deux états. C'est l'énergie très élevée du niveau 7- qui est moins bien reproduite par le traitement microscopique. Les calculs effectués en ne faisant intervenir que des configurations à deux quasi-particules et en utilisant une force de Wigner ayant une dépendance radiale gaussienne, conduisent à une énergie de 2.63 MeV pour cet état, tab.7. En introduisant des configurations à quatre quasi-particules et en gardant la même force, l'état 7- est abaissé à 2267 keV pour un taux de mélange 4 QP / 2 QP de 14%, tab.10. Les théoriciens pensent que le traitement de cet état est sensible au choix de la force résiduelle. Des calculs récents⁴¹, utilisant les forces effectives de Tabakin et de Yale-Shakin dérivées du potentiel nucléon-nucléon, semblent réduire le taux de mélange des quatre quasi-particules à 4%, mais n'arrivent pas à élever la valeur au-delà de 2300 keV.

III.A.3. ^{118}Sn :

Bolotin²⁴ a étudié la séquence des niveaux

$7- \rightarrow 5- \rightarrow 4+ \rightarrow 2+ \rightarrow 0+$ dans ^{118}Sn par la décroissance de l'antimoine 118. Kantel et col⁴² ont proposé un certain nombre de niveaux dans ^{118}Sn grâce à la décroissance de l'indium 118. L'avantage d'une excellente résolution en énergie des détecteurs au germanium et la recherche des membres du triplet nous ont fait reprendre l'étude de cet isotope. Par décroissance de l'état fondamental $1+$ de l'antimoine 118 (3.5 min), nous avons trouvé trois niveaux $0+$ aux environs du 4_1+ . La désintégration de l'état isomérique (8-) de l'antimoine 118 de 5,1 h de période, nous a permis de préciser l'énergie des niveaux connus, de trouver trois niveaux à 2533 , 2711 et 3591 keV, de mesurer la vie moyenne de l'état 4_1+ et enfin de vérifier la période de l'état $5-$. Les résultats de cette étude ont été exposés dans notre article²⁰ sur les noyaux pairs de l'étain. Ici, nous exposerons brièvement quelques points pour insister davantage sur la nature des états $0+$, 4_1+ , 5_1- , et 7_1- .

Filiation radioactive $\text{Te} \rightarrow \text{Sb}(1+) \rightarrow \text{Sn}$:

La période de l'état $1+$ de l'antimoine 118 est très courte (3.5 min) pour une étude des coïncidences. Nous avons alors nourri cet état par la désintégration du tellure 118 de période longue six jours dont le moment cinétique et la parité $0+$ excluent un embranchement vers l'état isomérique (8-) de l'antimoine. L'énergie de réaction entre l'antimoine et le tellure est inférieure à 300 keV.

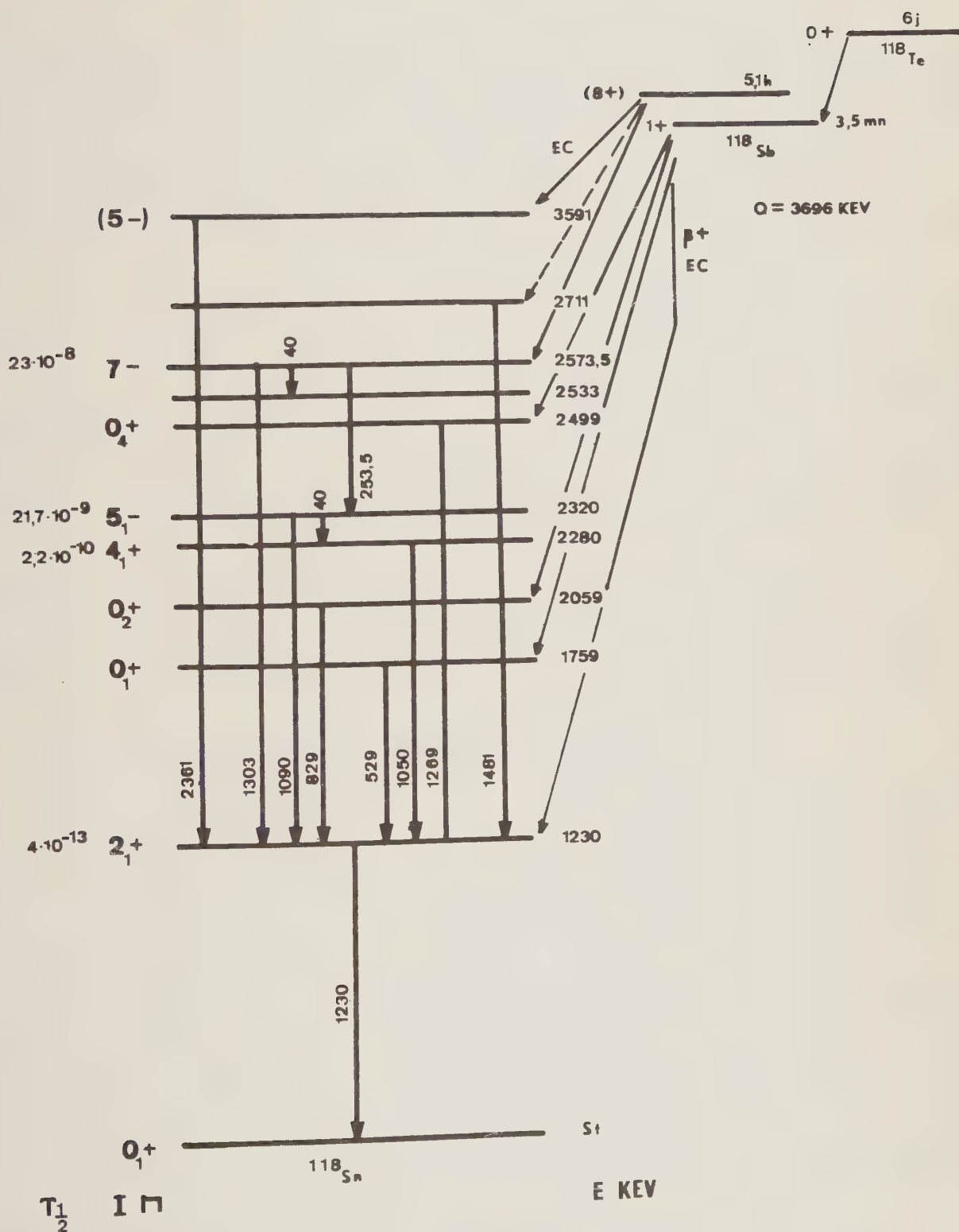


FIG:24 SCHEMA DE DECROISSANCE DE ^{118}Sb

La désintégration $\text{Te} \rightarrow \text{Sb} \rightarrow \text{Sn}$ nous fournit une série de transitions gamma d'énergie supérieure à 300 keV, fig.24. La mesure des intensités relatives gamma des transitions a été difficile en raison de l'importance du 511 keV, tab.12

keV	511	529	829	1172	1230	1269
%	3650 ± 500	17 ± 5	11 ± 3	11 ± 3	100	22 ± 5

Tableau 12 : Intensités relatives gamma de décroissance du ^{118}Te .

Par contre la période confortable de six jours nous a permis d'effectuer des coïncidences gamma-gamma par jonction-photomultiplicateur et de placer trois niveaux 0^+ à 1759, 2059 et 2499 keV, fig.25.

Recherche de l'état 0^+ membre du triplet :

Etat 0_2^+ à 1759 keV :

Les deux premiers états 0_2^+ et 0_3^+ sont très abaissés dans le gap dont la valeur est estimée¹³ à 2.8 MeV dans l'isotope 118. C'est généralement le signe d'une nature collective. Le premier état excité 0_2^+ à 1759 keV est 1.4 fois l'énergie du premier état 2^+ à un phonon quadrupolaire. Il est donc difficile de le considérer comme le membre du triplet à deux phonons quadrupolaires. Dans le modèle microscopique les états collectifs à un et deux phonons quadrupolaires sont décrits par un grand nombre de configurations à deux quasi-particules seulement.

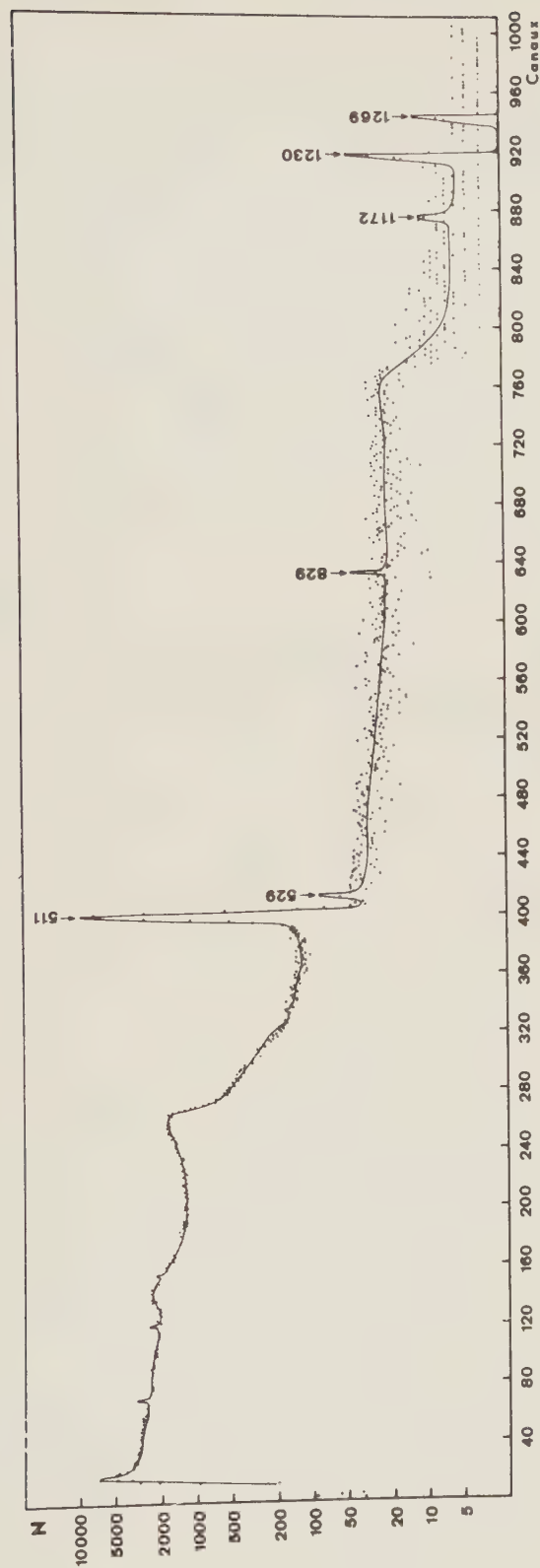


Fig.25 : Spectre gamma de décroissance de ^{118}Sb (3.5 min); énergies en Kev.

Récemment, la seconde approximation à quasi-particules de Tamm-Dancoff a été développée, les états de basse énergie des noyaux d'étain y sont traités comme des superpositions d'excitations à deux et quatre quasi-particules³⁵. De ce calcul, il ressort que les plus bas états excités $0+$ comprennent un poids de composantes à quatre quasi-particules plus élevé que les états $2+$ et $4+$. Notre niveau 0_2+ ne semble pas être de même nature que les états du triplet. Examinons alors les possibilités des autres états $0+$.

Etats 0_3+ à 2059 keV : Cet état à 2059 keV semble plus proche du 4_1+ . Le rapport des énergies $E_{0_3+}/E_{2_1+} = 1.6$ est cependant trop faible. Dans la seconde approximation à quasi-particules de Tamm-Dancoff, cet état 0_3+ est constitué par un certain nombre de composantes à quatre quasi-particules. Cet état paraît poser les mêmes problèmes que l'état d'énergie inférieure. Sa nature ne serait pas collective.

Etat 0_4+ : Situé à 2499 keV, cet état se trouve au double de l'énergie de 1230 keV de l'état 2_1+ . Parmi tous les états $0+$, c'est lui qui se trouve le plus proche de l'état 4_1+ à 2280 keV. En outre, il semble être correctement décrit par des configurations à deux quasi-particules seulement comme les états 2_1+ et 4_1+ . Parmi les états $0+$ examinés, il semble bien que le niveau 0_4+ à 2499 keV, par son énergie et sa configuration, soit l'état qui ait la plus grande probabilité d'être membre du triplet.

Niveaux obtenus à partir de l'état (8-) de l'antimoine 118 :

L'état isomérique de moment cinétique élevé (8-) nourrit, par capture d'électrons, directement l'état 7- à 2573.5 keV ainsi que des états d'énergie plus élevée. Nous avons observé des transitions gamma nouvelles de 1303 , 1481 , 2275 , 2361 et la transition directe de 1090 keV correspondant à la cascade de $40 \longleftrightarrow 1050$ keV, fig.26. A l'aide de coïncidences gamma-gamma et par la considération de l'énergie de réaction de 3696 keV, nous avons proposé trois états supplémentaires à 2533 , 2711 et 3591 keV dans le schéma de niveaux de ^{118}Sb , fig.24. Les intensités relatives gamma de toutes les transitions sont données par rapport à celle de 1230 keV qui désexcite le premier état 2+, tab.13

Présent travail			B.Skytte Jensen		
E (keV)		I %	E (keV)		I %
X(25.5)		1300 $\pm$ 200	-		-
40 $\pm$ 0.5		16 $\pm$ 5	40		29
253.5 $\pm$ 1.5		80 $\pm$ 10	250		91
1050 $\pm$ 1		91 $\pm$ 5	1030		93
1090 $\pm$ 1		2.6 $\pm$ 0.5	-		-
1230 $\pm$ 1		100	1220		100
1303 $\pm$ 2		0.5 $\pm$ 0.2	-		-
1481 $\pm$ 3		0.5 $\pm$ 0.2	-		-
2361 $\pm$ 5		0.01 $\pm$ 0.01	-		-

Tableau 13 : Intensités relatives des transitions γ de décroissance de ^{118}Sb .

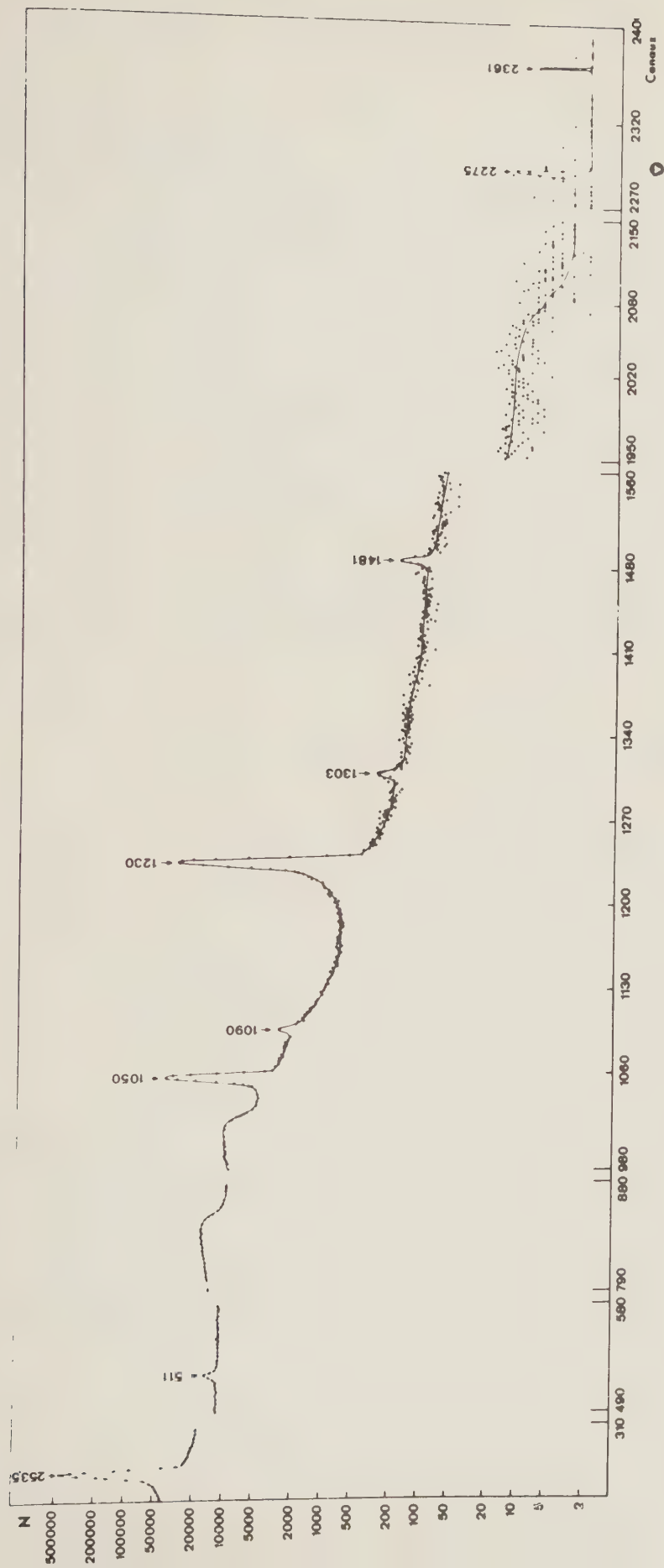


Fig.26 : Spectre gamma de décroissance de ^{118}Sb (5.1h) de 250 à 2500 keV.

Etat 4_1+ à 2280 keV :

Le rapport de l'énergie du premier niveau 4_+ à celle du 2_+ est de 1.85. Cet état se trouve être le seul 4_+ dont l'énergie soit assez proche de l'énergie à deux phonons quadupolaires. Ce serait donc le membre du triplet dans le cas où sa nature serait collective. Sur la base d'un état à deux quasi-particules, Ikegami et Udagawa⁴³ ont estimé la période de l'état 4_+ à $4 \cdot 10^{-9}$ sec environ. Par spectroscopie nucléaire, nous pouvions atteindre une résolution de $5 \cdot 10^{-11}$ sec sur la mesure des vies moyennes des états. La mesure²⁰ que nous avons effectuée par coïncidence temps-amplitude δ (40 keV) / δ (1050 keV) nous donne :

$$T_{\frac{1}{2}}(4+)_{118} \leq (2.2 \pm 0.1) 10^{-10} \text{ sec} .$$

Cette valeur limite n'atteint pas la limite de résolution de l'appareillage à cause du rayonnement de faible énergie de 40 keV. Le facteur de comparaison de la probabilité de transition E2 expérimentale à celle de Weisskopf est :

$$P(4_1+ \xrightarrow{E2} 2_1+, 1050 \text{ keV}) \geq 5.5 \cdot 10^{-2}$$

cette valeur signifie que la transition est très peu ou pratiquement pas retardée. La nature de l'état 4_+ serait donc collective comme celle du premier état à un phonon quadupolaire. Nous verrons dans la discussion sur les noyaux pairs l'interprétation théorique actuelle de cet état.

Etat 5_1^- à 2365 keV :

C'est le premier état intrinsèque que nous rencontrons dans la séquence des niveaux du noyau 118, avec une énergie de l'ordre de celle calculée¹³ pour le gap 2.8 MeV. Nous avons mesuré²⁰ de nouveau la période de ce niveau et nous avons trouvé :

$$T_{\frac{1}{2}} = (21.7 \pm 0.25) 10^{-9} \text{ sec.}$$

Cette valeur est en excellent accord avec celle trouvée par Bolotin et Schwarzschild²⁴.

Connaissant les valeurs du rapport d'embranchement gamma et les coefficients de conversion des transitions $E1$, $E3$ qui désexcitent cet état, nous avons calculé leurs facteurs de réduction suivants :

$$F(5_1^- \xrightarrow{E1} 4_1^+, 40 \text{ keV})_{118} = 8 \cdot 10^{-5}$$

$$F(5_1^- \xrightarrow{E3} 2_1^+, 1090 \text{ keV})_{118} = 1.8$$

La transition $5_1^- \rightarrow 4_1^+$ est donc fortement retardée. Cet empêchement serait explicable par le fait que la transition $E1$ s'accompagne de l'annihilation d'une excitation à deux quasi-particules (structure de l'état 5_-) et la création d'une excitation à deux phonons (état du triplet). La valeur expérimentale²² du facteur gyromagnétique de l'état 5_- est trouvée égale à -0.060 ± 0.005 . Elle correspond à la valeur théorique de Schmidt de -0.058 calculée pour une configuration pure à deux neutrons ($h_{11/2}$, $s_{1/2}$) 5_- , comme dans le cas du noyau 116.

Remarque :

Par réaction $(p,p')^{25}$, l'état 3- dans ^{118}Sn est trouvé presque à la même énergie de 2321 keV que l'état 5- déterminé par spectroscopie par nous à 2320 keV. Si ces états étaient de même nature on pourrait craindre une dégénérescence. Il semble que ce ne soit pas le cas, car les valeurs des facteurs de comparaison relatifs à l'état 5- dans cet isotope sont du même ordre de grandeur que ceux dans ^{120}Sn où les états 5- (2285 keV) et 3- (2391 keV) sont bien séparés.

Etat 7- à 2573.5 keV :

Cet état²⁴ de période $23 \cdot 10^{-6}$ sec semble se désexciter par une seule transition E2 de 253.5 keV, dont le facteur de réduction est alors :

$$F (7_1 - \xrightarrow{E2} 5_1 - , 253.5 \text{ keV})_{118} = 0.65 \cdot 10^{-1}$$

Comme dans le cas du noyau 116, ce facteur nous semble normal entre les deux états 7- et 5- que nous considérons de même nature individuelle. Contrairement au cas de ^{120}Sn où semble exister une transition directe $7- \rightarrow 4+$, ici, nous avons vainement cherché à mettre en évidence cette éventuelle transition de 293.5 keV.

III.A.4. ^{120}Sn :

La séquence des transitions $7- \longrightarrow 5- \longrightarrow 4+ \longrightarrow 2+ \longrightarrow 0+$ a été étudiée principalement par Ikegami et Udagawa⁴³ à partir de la décroissance de ^{120}Sb de période 5.8 jours. La désintégration de l'indium-120 observée par Kantele et Karras⁴² fournit un grand nombre de niveaux dont la plupart restent non identifiés.

En raison de la mise au point de nouveaux détecteurs, de la recherche des membres du triplet et de la systématique, nous avons repris l'étude du schéma de niveaux de l'étain-120. Par décroissance de l'état fondamental $1+$ de l'antimoine de période 16.4 minutes, nous avons trouvé quatre niveaux, à 1874.5 , 2133.5 , 2210 et 2401 keV. Les deux plus bas sont identifiés comme $0+$, le troisième n'a pu être identifié, quant au quatrième c'est probablement un état $0+$ ou $1+$. La désintégration de l'état isomérique ($8-$) de l'antimoine 120 (5.8 j) nous a permis de préciser l'énergie des états connus, de trouver quatre niveaux, à 2391 , 2432 , 2539 et 2615 keV, de mesurer la vie moyenne de l'état 4_1+ et enfin de vérifier la période de l'état $5-$. Le détail de ces résultats étant exposés dans notre article²⁰ sur les noyaux pairs de l'étain, nous reprendrons ici quelques points et insisterons davantage sur la nature des états $0+$, 4_1+ , 5_1- et 7_1- .

Désintégration de $^{120}\text{Sb}(1+)$ de 16.4 min :

La filiation $\text{Te} \longleftrightarrow \text{Sb} \longrightarrow \text{Sn}$ n'est pas possible dans ce cas où le Tellure est stable. L'irradiation de $^{124}\text{Sn}(p,5n) ^{120}\text{Sb}$ pendant 5 à 10 minutes nous a donné la désintégration simultanée de l'état fondamental $1+$ de période 16.4 minutes et de l'état isomérique $8-$ de période 5.8 jours qui, malgré sa longue période et son moment cinétique élevé, se formait en quantité non négligeable, fig.27. Les transitions de 703.5 , 1039 , 1050 et 1230 keV appartiennent à la désintégration de l'antimoine de période courte. Toutes ces transitions, en coïncidence avec le rayonnement de 1171 keV, aboutissent au premier état excité à 1171 keV. En effet, la valeur de 2686 keV de l'énergie de désintégration $\text{Sn} \longrightarrow \text{Sb}$ ne permet pas de situer les transitions au-dessus du second état excité. Si l'identification du premier état excité 0_2+ à 1874.5 keV fut aisée, celle du second 0_3+ signalé à 2170 keV par réaction $(d,p)^{26}$ fut difficile. A cet état correspond, en principe, une transition gamma $0_3+ \longrightarrow 2_1+$ de 1000 keV environ. Cette énergie se situe précisément dans la région du front Compton de la transition intense de 1171 keV, fig.27. Grâce à un stabilisateur de zéro et de pic du spectre et à des temps d'irradiation courts pour former peu d'antimoine 120 de période longue, nous avons mis en évidence la transition de 962.5 keV, fig.28. En raison du gap, cette transition doit situer un niveau d'énergie supérieure à celle du premier état excité $2+$ et même du second état 0_2+ puisque l'énergie de la transition $0_2+ \longrightarrow 2_1+$ de 703.5 keV

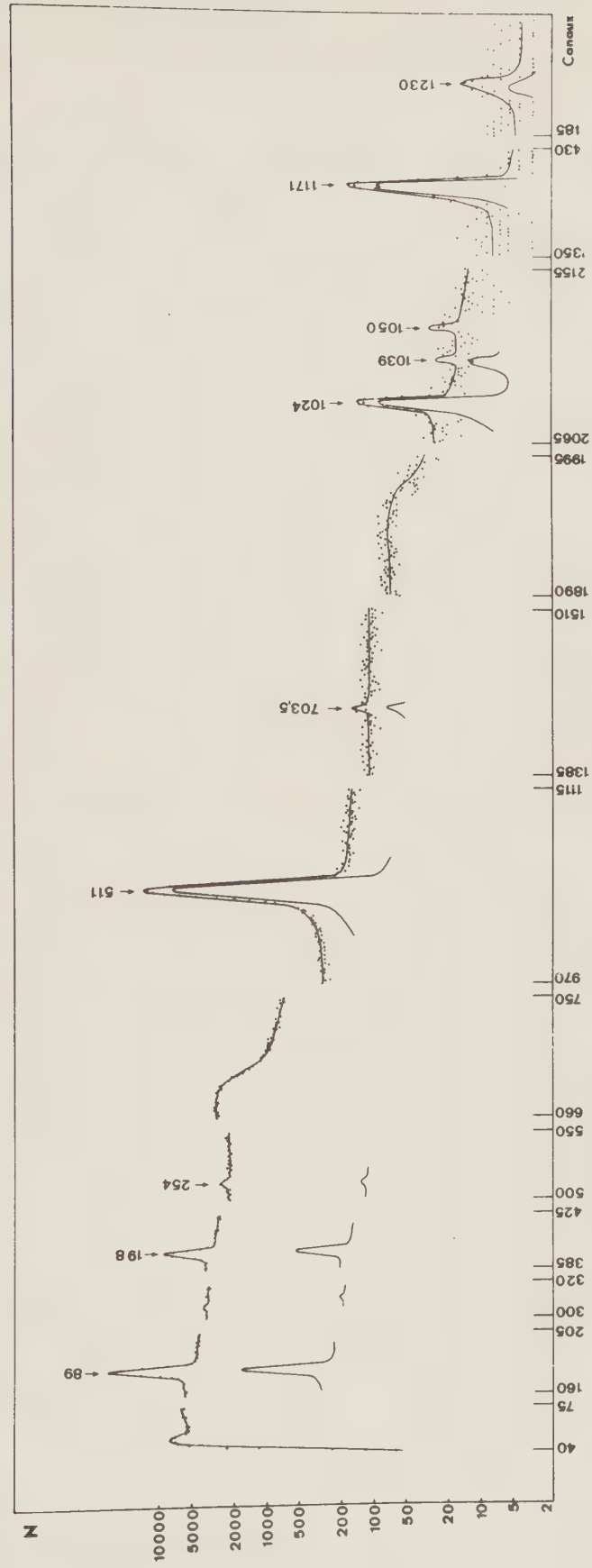


Fig.27: Spectre de décroissance de l'antimoine 120. Energie en keV

est inférieure à la valeur de notre transition de 962.5 keV. Comme l'énergie de réaction $^{120}\text{Sn} \longrightarrow ^{120}\text{Sb}$ est de 2685 KeV, c'est sur le premier état excité 2_1^+ que doit aboutir la transition. Nous situons alors le troisième état 0_3^+ à 2133.5 keV, Fig.29. Avec les mêmes considérations précédentes et grâce à la présence de la transition de 1230 keV qui appartient à la décroissance de $^{120}\text{Sb} (1^+)$ nous situons un état à 2401 keV. En raison des moments cinétiques et parités, 1^+ de ^{120}Sb et 2^+ de l'état vers lequel se désexcite l'état à 2401 keV, nous signalons les valeurs 0^+ et 1^+ comme probables pour ce dernier état. Toutefois il est à remarquer que dans aucun isotope d'étain il n'a été observé de niveau 1^+ par spectroscopie.

Etat 0^+ membre du triplet :

La situation dans ^{120}Sn est exactement la même que celle dans ^{118}Sn pour les états 0_2^+ et 0_3^+ . Ces deux états sont probablement des états à quatre quasi-particules abaissés fortement en énergie par un couplage particulier. Dans le noyau 118, c'est l'état 0_4^+ qui présentait la plus grande probabilité d'être le membre du triplet. Ici ce serait l'état $(0^+ , 1^+)$ à 2401 keV qui peut lui correspondre. Le rapport des énergies $E(0_4^+ , 1^+) / 4(2_1^+) = 2.05$ est sensiblement égal à la valeur attendue. Si cet état se confirme être un niveau 0^+ , sa probabilité d'être le membre du triplet sera la même que celle du même état dans l'étain 118.

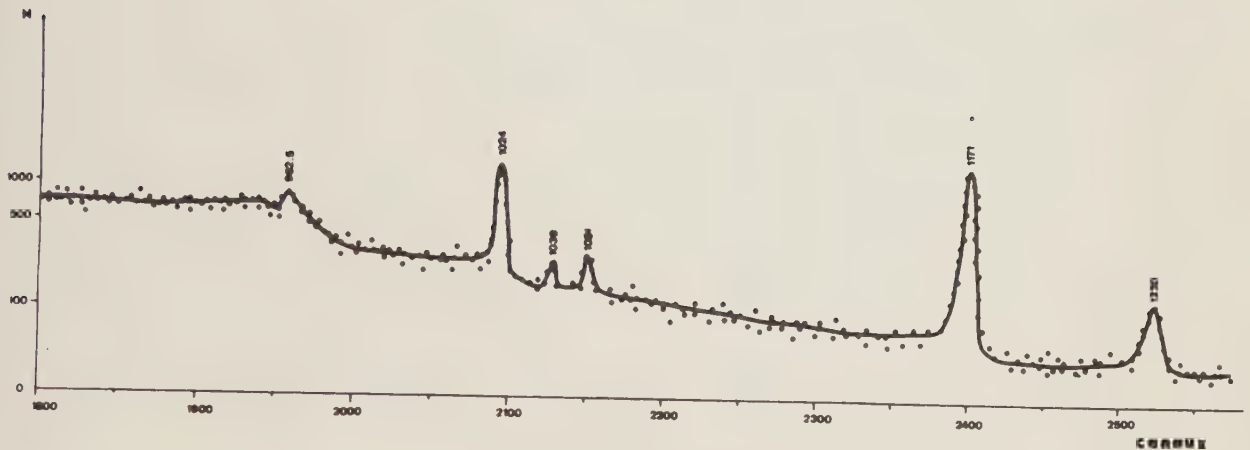


Fig.28 : Spectre de décroissance de ^{120}Sb : énergies en keV.

Niveaux obtenus à partir de l'état (8-) de l'antimoine 120 :

Nous avons observé les transitions gamma nouvelles de 1220, 1261, 1368, 1445, 2089, 2615 et celles directes de 288 et 1114 keV correspondant aux cascades $90 \longleftrightarrow 198$ et $90 \longleftrightarrow 1024$ keV, fig.30. Avec la même méthode utilisée dans ^{118}Sn , nous avons situé, dans le schéma de ^{120}Sn , quatre niveaux mentionnés ci-dessus. Les intensités relatives gamma de toutes les transitions sont données par rapport à celle de 1171 keV qui désexcite le premier état $2+$, tab.14.

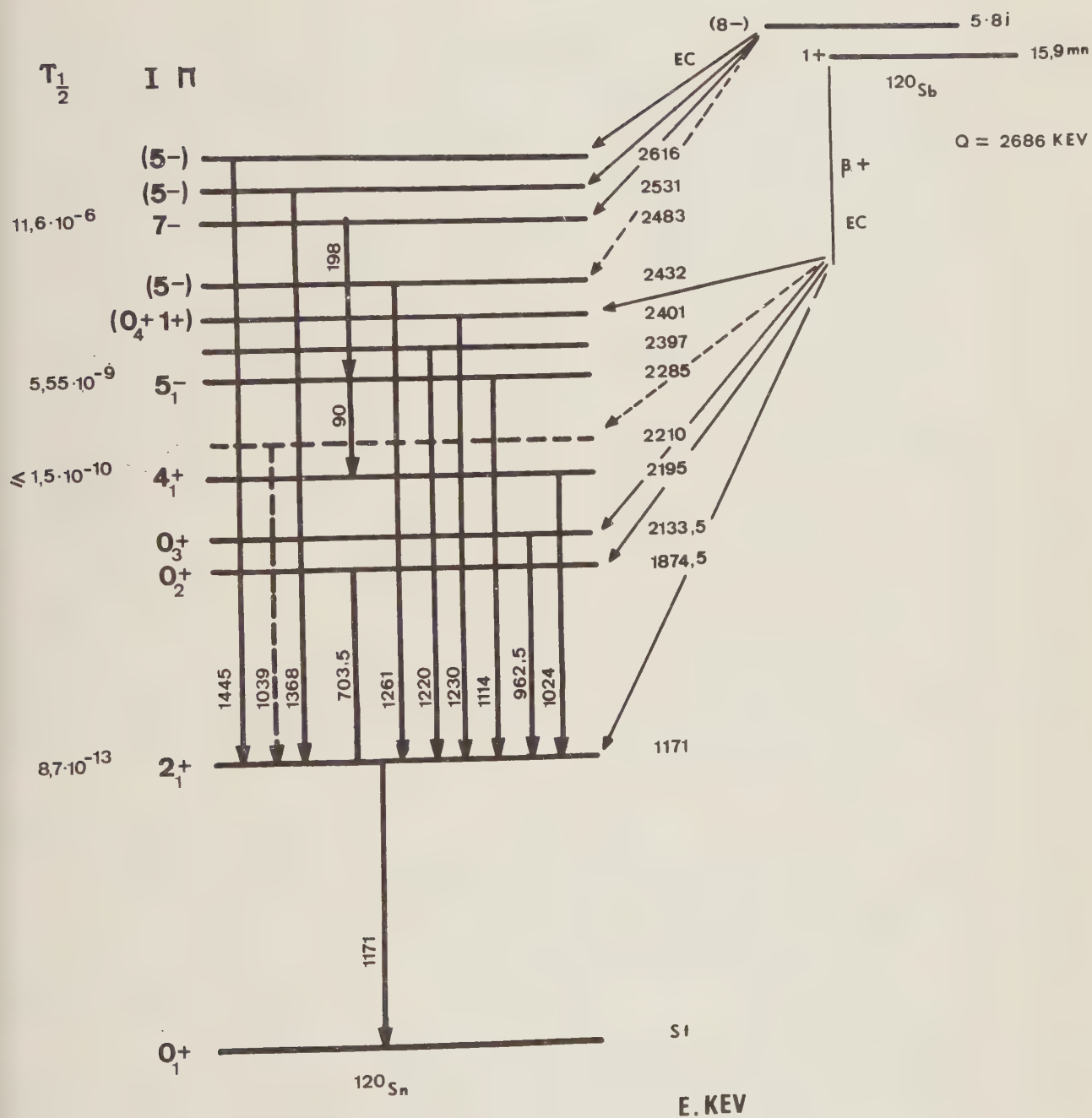


FIG:29 SCHEMA DE DECROISSANCE DE ^{120}Sb

Présent travail		B.Skytte Jensen ⁴⁵	
E (keV)	I %	E (keV)	I %
90 $\pm$ 0.5	85 $\pm$ 6	90	90
198 $\pm$ 1	118 $\pm$ 8	200	106
288 $\pm$ 1	0.8 $\pm$ 0.3	-	-
1024 $\pm$ 1	94 $\pm$ 6	1010	84
1114 $\pm$ 1	2 $\pm$ 0.6	-	-
1171 $\pm$ 1	100	1070	100
1220 $\pm$ 2	0.4 $\pm$ 0.1	-	-
1261 $\pm$ 2	1.3 $\pm$ 0.2	-	-
1368 $\pm$ 5	0.7 $\pm$ 0.2	-	-
1445 $\pm$ 5	0.10 $\pm$ 0.05	-	-
2615 $\pm$ 10	0.03 $\pm$ 0.01	-	-

Tableau 14 : Intensités relatives γ de décroissance de ^{120}Sb (8-).

Etat 4_1+ à 2195 keV :

Le rapport de l'énergie du premier niveau $4+$ à celle du $2+$ est de 1.87. Les arguments développés dans ^{118}Sn peuvent être repris dans ce cas.

La mesure de vie moyenne de cet état 4_1+ a été effectuée par des coïncidences temps-amplitude γ 90 keV/ γ 1024 keV. Dans notre article 20 sur la nature des états $4+$ nous avons trouvé la valeur limite de :

$$T_{\frac{1}{2}}(4+)_{120} \leq (1.5 \pm 0.1)10^{-10} \text{ sec}$$

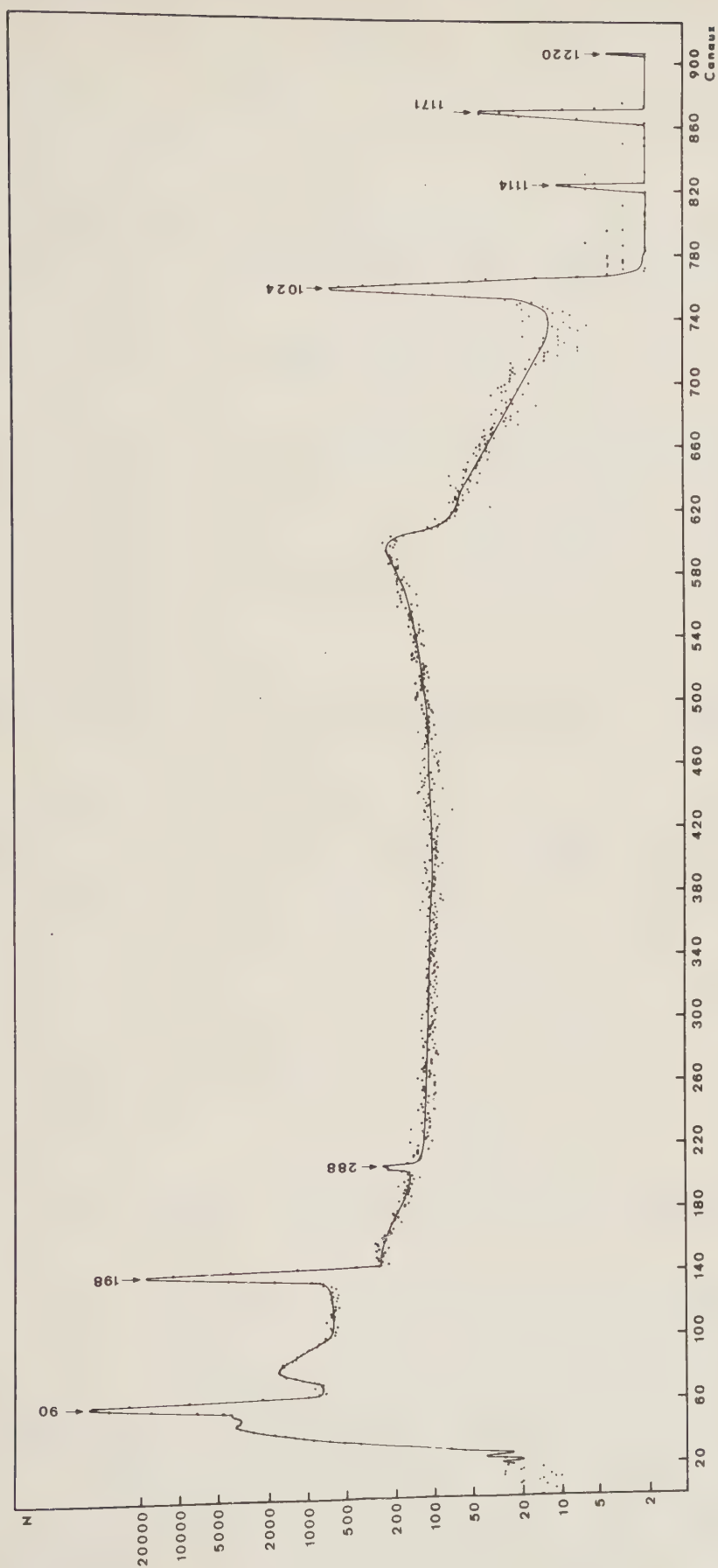


Fig.30: Spectre gamma de coincidence avec la transition de 1171 keV .

Le facteur de comparaison des probabilités expérimentale et théorique de Weisskopf est alors :

$$F(4_1+ \xrightarrow{E2} 2_1+ , 1024 \text{ keV}) = 0.8 \cdot 10^{-1}$$

Comme dans le cas de ^{118}Sn , nous constatons que la transition $4+ \rightarrow 2+$ est plutôt normale que retardée. Par suite, l'état 4_1+ est collectif et peut être considéré comme membre du triplet.

Etat 5_1- à 2285 keV.

Nous avons mesuré la période de cet état et nous avons trouvé :

$$T_{1/2} = (5.55 \pm 0.25) \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

Cette valeur est en accord avec celle de Bodensadt²². Connaissant les rapports d'embranchement des transition E1 et E3, tab.14, et leurs coefficients de conversion $\alpha_t(E1) = 0.24$ et $\alpha_t(E3) \approx 10^{-3}$, nous avons calculé leurs facteurs de réduction :

$$F(5_1- \xrightarrow{E1} 4_1+ , 90 \text{ keV})_{120} = 5.3 \cdot 10^{-5}$$

$$F(5_1- \xrightarrow{E3} 2_1+ , 1114 \text{ keV})_{120} = 1.8$$

Ces valeurs sont de même ordre de grandeur que celles relatives à l'isotope 118.

La nature de quasi-particules de l'état 5_- , différente de celle plus collective du 4_+ , explique le retard de la transition E1. D'ailleurs la valeur expérimentale²² du facteur gyromagnétique de cet état est de -0.068 ± 0.007 . Elle est légèrement plus grande que la valeur théorique de Schmidt de -0.058 calculée pour une configuration pure à deux neutrons $(h_{11/2} , s_{1/2})_{5-}$.

Etat 7- à 2493 keV :

Cet état de période $11.6 \cdot 10^{-6}$ sec se désexcite principalement par la transition E2 de 198 keV dont nous avons calculé le facteur de réduction :

$$F(7_1- \longrightarrow 5_1- , 198 \text{ keV})_{120} = 4.2 \cdot 10^{-3}$$

Ce facteur peut paraître suffisamment petit pour conclure à une nature du niveau 7- assez différente de celle du 5-. En effet, la valeur de ce facteur semble diminuer quand la masse du noyau augmente : 116 ($F = 0.32$), 118 ($F = 6.5 \cdot 10^{-2}$) , 120 ($F = 4.2 \cdot 10^{-3}$). Cette diminution est explicable dans la description microscopique. D'après Kisslinger et Sorensen¹⁰, le facteur de réduction entre deux états à deux quasi-particules peut être très important à cause de la corrélation de pairing qui se traduit par le coefficient $(U_\alpha U_\beta - V_\alpha V_\beta)^2$ dans l'opérateur de transition. Ces probabilités d'occupation U et de non-occupation V des couches α et β deviennent du même ordre de grandeur quand ces couches se rapprochent du niveau de Fermi. Or, entre les configurations principales, $(h_{11/2}, d_{3/2})_{7-}$ et $(h_{11/2}, s_{1/2})_{5-}$, tab. 7, la transition E2 s'effectuerait entre $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$ dont la différence d'énergie, calculée par Kuo¹³, est de l'ordre de 10 keV dans ^{120}Sn , tab. 5.

Les états 7- sont donc des états de caractère individuel.

Remarque :

Nous avons observé un rayonnement de 288 keV. Il peut correspondre à la somme de la cascade $198 \rightarrow 90$ keV. Comme l'état intermédiaire 5- a une vie moyenne courte ($5 \cdot 10^{-9}$ sec) par rapport à la résolution de l'électronique ($2 \tau \simeq 10^{-6}$ sec), il est normal que ce rayonnement contienne la somme des deux transitions gamma. A une distance de 6 cm de la jonction, nous avons effectué les

mesures d'efficacité absolue pour les différents rayonnements et nous avons trouvé un taux de fortuites de 2% du rayonnement de 288 keV par rapport à la transition gamma de 198 keV. En retranchant cette valeur, il nous reste un taux de 0.8% pour la transition directe.

III.B. ISOTOPES IMPAIRS DE L'ETAIN

III.B.1. ^{113}Sn :

En dehors de l'état isomérique $7/2+$ à 79 keV de 20 min, deux autres niveaux à 1030 et 1600 keV ont été proposés par Patra et Basu²⁷ qui ont étudié ^{113}Sb , produit en bombardant l'étain enrichi ^{112}Sn (74.5%) , ^{114}Sn (1.9%) , ^{115}Sn (0.5%) , ^{116}Sn (4.7%) , ^{117}Sn (1.9%) , ^{118}Sn (4.6%) , ^{119}Sn (1.6%) , ^{120}Sn (5.6%) , ^{122}Sn (2.0%) et ^{124}Sn (2.2%) avec des protons de 3.5 MeV dans un cyclotron. Par réaction $^{118}\text{Sn}(p,6n)\text{Sb}$, nous avons produit de l'antimoine actif que nous avons passé au Séparateur à deux étages pour extraire l'isotope ^{113}Sb . Nous avons trouvé une période de décroissance de ^{113}Sb égale à (6.8 ± 0.1) min en accord avec celle de (7.0 ± 0.5) min proposée par Patra et Basu²⁷.

Dans l'étude du spectre gamma, nous nous sommes limités à une énergie inférieure à 2 MeV, fig. 31. Les intensités relatives des différentes transitions gamma sont données au tab. 15. Par la méthode des transitions somme, nous avons placé la plupart des transitions qui nous ont fourni les niveaux à 77 , 410 , 497.5 , 1012.5 , et 1554.5 keV, dont les moments cinétiques et parités sont connus par réactions nucléaires (d,p) et (d,t) ²⁶, fig. 31.

Etat à 1952.5 keV :

Par la méthode de somme des énergies il a été impossible de placer la transition de 940 keV entre les niveaux déjà établis. En faisant aboutir cette transition sur l'état $(5/2+)$ à 1012.5 keV, nous situons un état à 1952.5 keV dont l'existence nous semble probable pour deux raisons. Par réaction

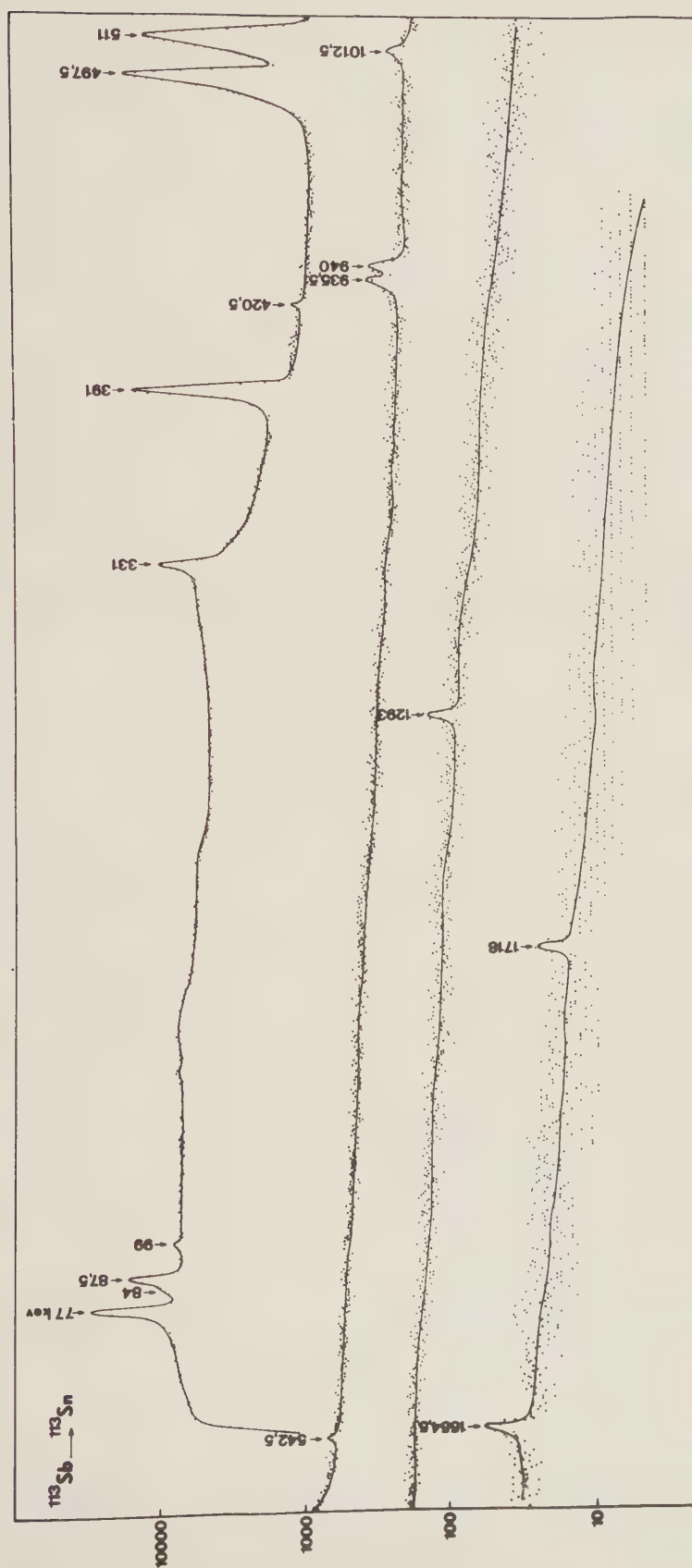


Fig.31: Spectre gamma de décroissance de l'antimoine 113 .

$(d,p)^{26}$ il a été proposé un état $(3/2^-)$ vers 1.94 MeV, fig.32. En effet, la différence d'énergie de 12 keV n'est pas anormale. Par déduction, nos résultats spectroscopiques sur les isotopes d'étain 114, 115, 116, 118 et 120, comparés à ceux obtenus par réaction nucléaire, montrent des différences d'énergie des niveaux qui vont jusqu'à 20 keV. L'état proposé à 1952.5 keV est donc vraisemblablement en accord avec celui à 1.94 MeV, telle est la première raison. La seconde, concerne l'accord des intensités des rayonnements dans le cas défavorable où l'état intermédiaire à 1012.5 keV n'est pas nourri directement par l'antimoine.

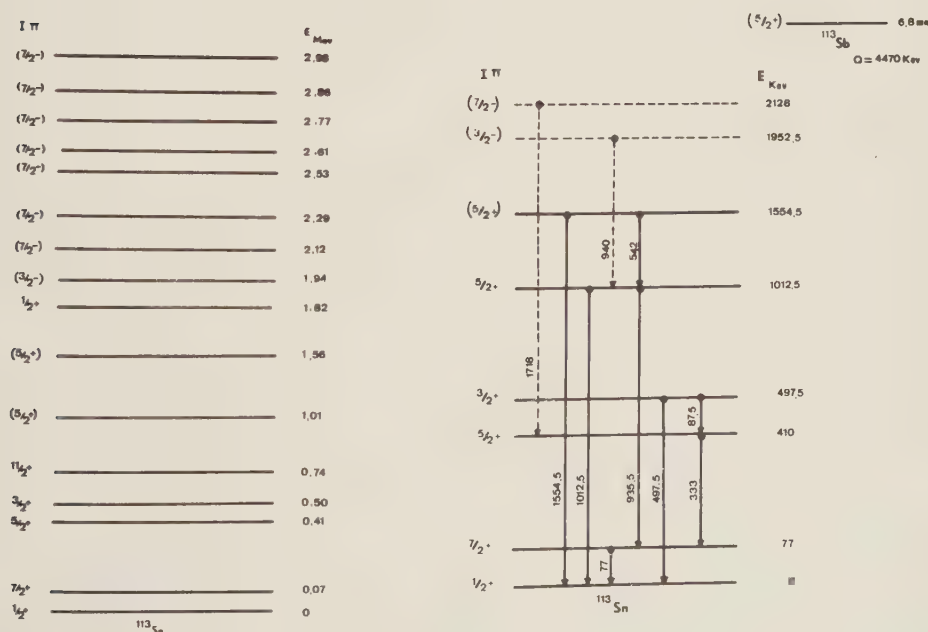


Fig.32 : Schémas de niveaux de ^{113}Sn obtenus par réaction $(d,p)^{26}$ et par désintégration de ^{113}Sb .

Les énergies des quatre transitions de 542 , 935.5 , 940 et 1012.5 keV sont assez élevées pour estimer négligeable la conversion en électrons et pour considérer les intensités totales comme étant égales aux intensités gamma. Ainsi le niveau intermédiaire à 1012.5 keV est alimenté par 4% (542 keV) plus 35% (940 keV) et il se désexcite par 30% (935.5 keV) plus 11% (1012.5 keV), tab.15. Aux erreurs de mesure près, nous pouvons considérer que les sommes sont égales. En attendant d'autres preuves, l'état à 1952.5 keV est montré en pointillés, fig.31.

E keV	I %	E keV	I %
77 $\pm$ 0.5	27 $\pm$ 4	542.5 $\pm$ 0.5	4 $\pm$ 0.5
84 $\pm$ 0.5	13.2 $\pm$ 1.5	935.5 $\pm$ 0.5	30 $\pm$ 0.5
87.5 $\pm$ 0.5		940 $\pm$ 0.5	35 $\pm$ 0.5
333 $\pm$ 1	65 $\pm$ 7	1012.5 $\pm$ 0.5	11 $\pm$ 1.6
420.5 $\pm$ 0.5	3 $\pm$ 0.5	1554.5 $\pm$ 0.5	11 $\pm$ 1.9
497.5 $\pm$ 0.4	1000	1718 $\pm$ 1	3 $\pm$ 0.8
511	910 $\pm$ 80		

Tableau 15 : Intensités relatives γ de décroissance de ^{113}Sb .

Etat à 2128 keV :

Les mêmes raisons que

précédemment nous amènent à proposer un état à 2128 keV en faisant aboutir la transition de 1718 keV sur l'état à 410 keV. Ce niveau correspondrait à l'état (7/2-) à 2.12 MeV proposé par réaction (d,p)²⁶ fig.32.

La somme des intensités des transitions de 87.5 keV ($< 13.2\%$) et de 1718 keV (3%) qui alimentent le niveau à 410 keV est inférieure à l'intensité de la seule transition de 333 keV (65%) qui désexcite ce niveau. Nous traçons en pointillés l'état à 2128 keV en attendant d'autres preuves.

Etat fondamental de ^{113}Sb :

Notre schéma de niveaux établi par spectroscopie et celui établi par réactions nucléaires sont en excellent accord. Les niveaux $11/2^-$ (0.74 MeV) et $1/2^+$ (1.82 MeV), déterminés par réactions nucléaires²⁶, ne sont pas observés par désintégration de ^{113}Sb . Leurs moments cinétiques $11/2$ et $1/2$ sont assez éloignés de ceux des états excités observés $3/2$, $7/2$ et surtout $5/2$. Le spin ($5/2^+$) que nous proposons pour l'état fondamental de ^{113}Sb expliquerait l'interdiction de désintégration vers les niveaux non observés $11/2^-$ et $1/2^+$. La valeur ($5/2^+$) que nous proposons est en accord avec celles, expérimentales, des états fondamentaux des autres isotopes : $^{115}\text{Sb}(5/2^+)$, $^{117}\text{Sb}(5/2^+)$, $^{119}\text{Sb}(5/2^+)$ et $^{121}\text{Sb}(5/2^+)$. Les valeurs théoriques calculées par Kisslinger et Sorensen sont aussi en accord avec cette systématique. Nous retenons alors $5/2^+$ comme spin et parité assez probables pour l'état fondamental de ^{113}Sb .

Autres transitions :

La difficulté d'effectuer des coïncidences sur un isotope à vie courte et le fait d'avoir détecté le spectre gamma jusqu'à 2 MeV seulement ne nous permettent pas de situer, dans le schéma de niveaux proposé, les transitions observées suivantes : 84, 99, 420.5 et 1293 keV. La transition de 391 keV appartient à la décroissance de ^{113}Sn (115 j).

III.B.2. ^{115}Sn :

Outre le niveau à 499 keV alimenté par β^+ , Seghal²⁸ a mis en évidence un niveau à 2719 keV nourri par 6% d'électrons de capture. Cet état se désexcite par une transition directe de 2220 keV et l'une des deux transitions de la cascade 980 ou 1240 keV. Ivanov et al²⁹ ont déterminé, par réaction $^{115}\text{In}(p,n\gamma)^{115}\text{Sn}$, l'état isomérique $11/2^-$ ($T_{1/2} = 159 \mu\text{s}$) à 726 keV. Notre étude de désintégration de l'antimoine 115 nous donne une période de $(31.8 \pm 0.2 \text{ min})$. Le spectre gamma montre les transitions déjà connues par spectroscopie nucléaire de 499 , 986 , 1236 , 2224 keV et les nouvelles transitions de 114.5 , 491 , 748 , 965 , 1008 , 1097 , 1121 , 1136 , 1207 , 1279 , 1621 , 1729 , 1822 , et 1870 keV, fig.33.

Les intensités relatives gamma de toutes les transitions sont fournies au tab.16.

E (keV)	I %	E (keV)	I %
114.5 $\pm$ 0.5	1.6 $\pm$ 0.3	1207 $\pm$ 2	0.9 $\pm$ 0.2
491 $\pm$ 0.5	37 $\pm$ 10	1236 $\pm$ 0.5	6.8 $\pm$ 0.2
499 $\pm$ 0.2	1000	1279 $\pm$ 1	2.9 $\pm$ 0.2
511	536 $\pm$ 20	1621 $\pm$ 1	3.9 $\pm$ 0.2
748 $\pm$ 0.5	1.9 $\pm$ 0.3	1690 $\pm$ 1	1.1 $\pm$ 0.1
986 $\pm$ 0.5	3.8 $\pm$ 0.2	1729 $\pm$ 2	1.9 $\pm$ 0.2
1008 $\pm$ 0.5	3.6 $\pm$ 0.2	1822 $\pm$ 1	0.4 $\pm$ 0.1
1097 $\pm$ 1	0.7 $\pm$ 0.1	1870 $\pm$ 1	0.6 $\pm$ 0.1
1121 $\pm$ 1	1.3 $\pm$ 0.2	2224 $\pm$ 2	1.3 $\pm$ 0.2
1136 $\pm$ 0.5	1.6 $\pm$ 0.2		

Tableau 16 : Intensités relatives γ de décroissance de ^{115}Sb .

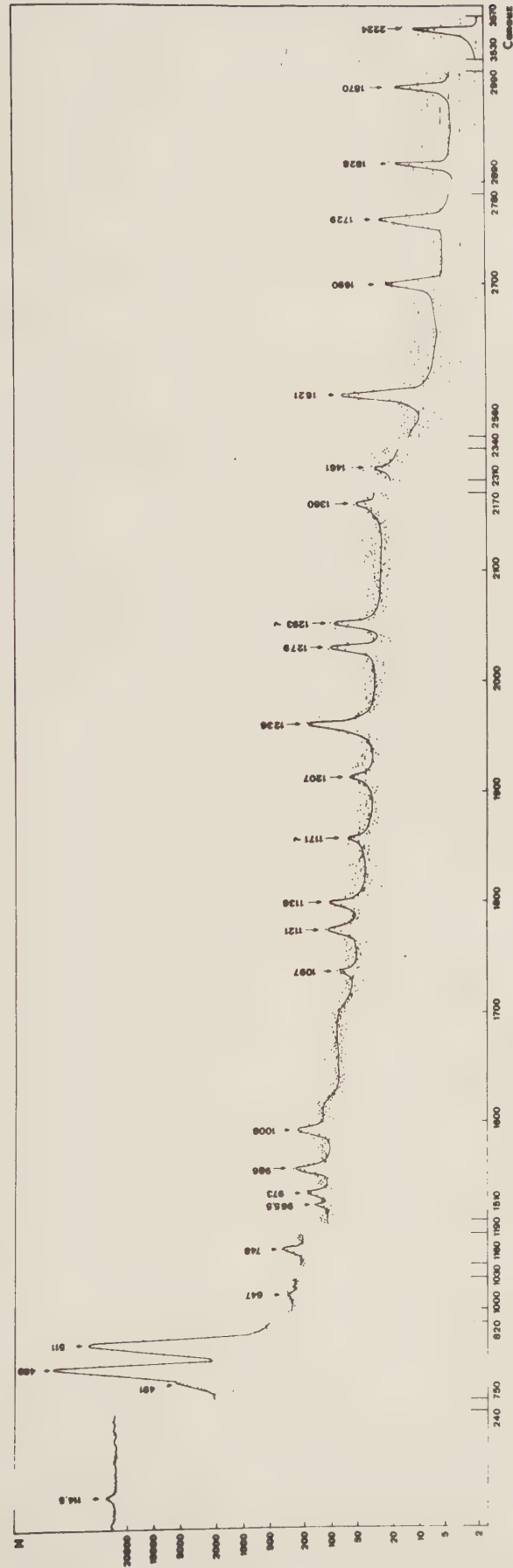


Fig.33: Spectre de décroissance de l'antimoine 115; Energies en keV

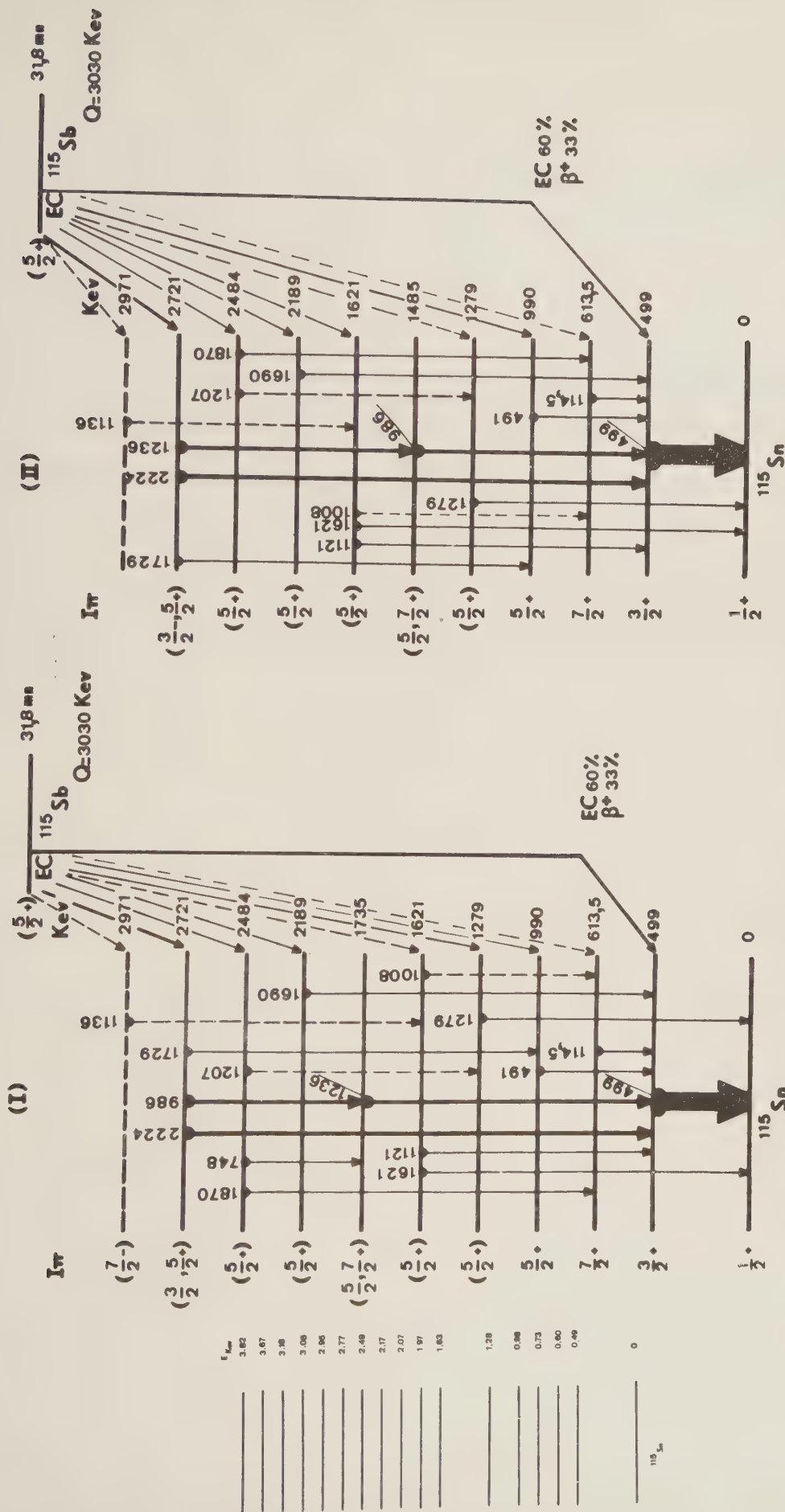
La détermination du schéma de niveaux déterminé par des coïncidences est exposée dans notre article²⁰ sur l'isotope 115, fig.34. Ici, nous reprenons les considérations sur le niveau intermédiaire entre la cascade des transitions 986 et 1236 keV.

Etat à 2721 keV :

Le niveau à 2721 est déterminé par la coïncidence de la transition de 2224 avec celle de 499 keV qui alimente le premier état excité $3/2+$ à 499 keV. Il se désexcite par la cascade $986 \rightarrow 1236$ keV ou $1236 \rightarrow 986$ keV et, naturellement, par la transition directe de 2224 keV. Par réaction nucléaire $(d,p)^{26}$, l'état le plus proche trouvé est $(3/2-)$ à 2.77 MeV, fig.34. La différence d'énergie de 49 keV nous semble trop élevée pour que nous puissions confondre notre état obtenu par spectroscopie à 2721 keV et l'état obtenu par réaction à 2.77 MeV. En effet, l'accord entre les énergies des états trouvées par les deux voies est de l'ordre de 20 keV. La transition de désintégration par capture électronique de $^{115}\text{Sb}(5/2+)$ vers le niveau à 2721 keV de ^{115}Sn a un $\log ft = 4.1$ qui nous donne un $\Delta J = 0$ ou 1, sans changement de parité. Etant donné que le spin le plus probable de l'état fondamental de ^{115}Sb est $(5/2)$, avec une parité positive, il nous semble normal d'exclure le spin $(3/2-)$ pour notre état à 2721 keV. Le spin et parité $(5/2+)$ conviennent mieux, fig.34.

Etat à 1485 ou 1735 keV :

La cascade des deux transitions de 986 et 1236 keV entre les états à 2721 et 499 keV nous situe un niveau intermédiaire. N'étant pas en mesure de déterminer laquelle des deux transitions précède l'autre, nous sommes amenés à proposer l'un des deux niveaux, à 1485 ou



.34 : Schémas de niveaux de ^{115}Sn par réaction $(d,p)^{26}$ et par décroissance de ^{115}Sb .

à 1735 keV. Par réaction nucléaire, aucun état n'est signalé vers ces deux énergies, fig. 34. Ainsi, le choix reste entier, ce qui explique les deux schémas proposés I et II de la fig. 34.

Remarques :

La transition de 748 keV ne se trouve pas dans le schéma II, ce qui donne un léger avantage au niveau à 1735 keV du schéma I où cette transition peut se situer. Généralement, la densité des états trouvés par réactions nucléaires est plus élevée que celle des états mis en évidence par spectroscopie. Dans le cas de ^{115}Sn , malgré une densité déjà assez forte, nous trouvons un nombre de niveaux plus élevé que celui proposé par réactions²⁶ (d,p) et (d,t).

III.C. DISCUSSION

III.C.1. Noyaux pairs

Premiers niveaux $2+$: (fig.18)

Nous avons vu que l'énergie du premier niveau décroît légèrement de part et d'autre des isotopes 114 et 116. Cette légère décroissance peut s'expliquer par l'hypothèse d'une symétrie sphérique dans le fondamental de ces noyaux. Dans le cadre du modèle en couches, on peut rendre compte du maximum de l'isotope 114 par le fait de la fermeture de la sous-couche à 64 neutrons. Quant à l'isotope 116, c'est l'importance de la fermeture immédiate de la sous-couche $3s_{1/2}$ suivante, conjuguée avec sa position milieu entre les deux cœurs, 50 protons plus 50 neutrons et 50 protons plus 82 neutrons, qui semble lui conférer une position proche du 114.

Les probabilités de transitions expérimentales, déduites principalement des Excitation Coulombiennes, sont une dizaine de fois plus élevées que les estimations à une particule de Weisskopf. Généralement, plus le niveau $2+$ est bas, plus il est sensé être collectif et, par conséquent, avoir une valeur de $B(E2)$ plus grande. Les valeurs $B(E2, 2_1+ \rightarrow 0_1+)$ mesurées et exprimées en $e^2 \text{fm}^4$, ne semblent pas refléter ce principe (tableau 17).

Sn	112	114	116	118	120	122	124
E. keV	1254	1300	1291.5	1230	1171	1140	1131
$B(E2, 2_1+ \rightarrow 0_1+)$ $e^2 \text{fm}^4$	360	400	420	460	440	500	420

Tableau 17 : Probabilités des transitions des états 2_1+ vers le fondamental.

Dans le cas de ^{120}Sn , la valeur fournie par Excitation Coulombienne²⁹ est $440 \text{ e}^2\text{fm}^4$, alors que celle obtenue par Résonance Gamma³⁰ est de $293 \text{ e}^2\text{fm}^4$.

Si les énergies des états sont connues à mieux que 0.2%, les $B(E2)$ sont mesurées à 20% seulement actuellement. Nous sommes persuadés qu'une variation régulière pourra se dégager quand des valeurs expérimentales plus précises seront atteintes. Les probabilités de transition vers les états fondamentaux $0+$ sont une dizaine de fois plus élevées que les estimations à une particule de Weisskopf. Cette accélération des transitions confirme la nature collective prévue par le modèle à phonons. La description microscopique de ces états révèle, elle aussi, un mélange de configurations important et cohérent, tab.7. Le nombre élevé de composantes et leur cohérence dans la fonction d'onde de ces états sont interprétés comme le signe d'une nature collective. Les calculs de nature microscopique tiennent compte uniquement des neutrons en dehors du coeur ($50p + 50n$) et, par conséquent, sont astreints à attribuer une charge effective au neutron. Dans une étude détaillée, Arvieu et Salusti¹² trouvent $e_{\text{eff}} \simeq 0.8$ quand ils utilisent une force quadrupolaire et $e_{\text{eff}} \simeq 1.4$ avec une force gaussienne.

Si les probabilités de transition expérimentales et théoriques sont en accord sur la base d'une représentation du noyau sphérique et vibrationnel, les valeurs théoriques et expérimentales des moments quadrupolaires électriques semblent contredire cette représentation. D'après le modèle vibrationnel, les moments quadrupolaires sont considérés comme nuls. Récemment, J. de Boer³¹ a pu mesurer les moments quadrupolaires électriques des premiers états excités $2+$ de ^{116}Sn et

$$^{124}\text{Sn} : Q(116) = (+ 0.4 \pm 0.3) 10^{-24} \text{cm}^2, Q(124) = (- 0.38 \pm 0.25) 10^{-24} \text{cm}^2.$$

En appliquant la relation des noyaux rotationnels, il déduit les valeurs suivantes de la déformation :

$$\beta(116) = - 0.07 \quad \beta(124) = + 0.08$$

Ces déformations sont moins grandes que celles des isotopes du tellure, (de l'ordre de 0.15), noyaux admis dans la région de transition. Cependant, la conclusion d'une déformation permanente β de l'ordre de 0.1 des noyaux d'étain n'est pas considérée comme sûre par certains théoriciens. Gmitro et col³² trouvent, avec des configurations à deux quasi-particules des valeurs de β de l'ordre de 0.05, sans appliquer un potentiel déformé. Avec un mélange de configurations à 2 QP et 4 QP, les valeurs du moment quadrupolaire électrique augmentent d'un facteur 3 dans l'exemple de ^{116}Sn où un potentiel réaliste de Yale-Shakin est utilisé : $Q(2QP) = + 0.043 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2$, $Q(2QP + 4 QP) = 0.122 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2$. Ces valeurs sont obtenues avec une charge effective de l'ordre de une fois celle du proton. Malgré le choix délicat du type de force et celui encore plus discutable de la charge effective, il semble que des moments quadrupolaires électriques importants peuvent exister sans introduire une déformation stable. Il semble donc que les grandes valeurs observées des moments quadrupolaires des premiers états 2_1^+ peuvent être expliquées en terme de contributions collectives d'excitations à quatre quasi-particules seules, sans assumer de déformation stable pour le champ nucléaire moyen.

En conclusion, le premier état excité des noyaux à une couche fermée est de nature collective. Son moment quadrupolaire électrique n'est pas interprété comme entraînant une déformation stable.

Premiers états 4+ : (fig.18)

La détermination

expérimentale des énergies des premiers états 4_1+ est complète pour tous les isotopes stables de l'étain. La variation de l'énergie en fonction de la masse A ressemble d'une façon frappante à celle des premiers états $2+$. Les rapports des énergies des deux états sont à peu près de même valeur d'un noyau à l'autre :

$$E_{4_1+} / E_{2_1+} = 1.86 \pm 0.02$$

En principe, l'énergie de l'état triplet dans le modèle hydrodynamique est prévue exactement au double de celle du premier niveau à un phonon. En réalité, les membres du triplet ne sont pas dégénérés. Certains noyaux (Cd, Te) présentent la séquence complète de l'état à un phonon quadrupolaire (2_1+) et des états à deux phonons quadrupolaires (0_2+ , 2_2+ , 4_1+). Ces noyaux dits "vibrationnels" présentent, en ce qui concerne les premiers états 4_1+ , le rapport caractéristique²⁶ suivant :

$$E_{4_1+} / E_{2_1+} = 2.2 \pm 0.2$$

La nature collective de ces états du triplet est confirmée, en particulier, par les grandes valeurs des probabilités de transition $E2$ de ces états vers le premier état 2_1+ . Elles sont plus importantes que celles des transitions directes vers le fondamental 0_1+ . Ces noyaux sont étudiés facilement par excitation coulombienne du fait que leur gap d'énergie est plus petit de moitié que celui des noyaux à une couche fermée. Belyaev et Zelevinsky³³ décrivent les écarts des énergies dûs à la levée de dégénérescence dans les noyaux sphériques par des perturbations des termes anharmoniques des oscillations quadrupolaires. En première approximation de l'effet d'anharmonicité, ils donnent les expressions suivantes des énergies des états de phonons

$$E(1\text{ph}, 2_1+) = \hbar\omega \left(1 - \frac{8}{3} \Gamma^2\right), \quad E(2\text{ph}, 2_2+) = 2 \hbar\omega \left(1 - \frac{8}{7} \Gamma^2\right)$$

$$E(2\text{ph}, 0_1+) = 2 \hbar\omega \left(1 - \frac{20}{3} \Gamma^2\right), \quad E(2\text{ph}, 4_1+) = 2 \hbar\omega \left(1 - \frac{80}{21} \Gamma^2\right)$$

Le paramètre Γ de perturbation du premier ordre, estimé à 0.2 environ fournit des rapports des énergies du second phonon sur le premier phonon trop faibles vis-à-vis de l'expérience. Les corrections au second ordre conduisent aux expressions :

$$E(1\text{ph}, 2_1+) = \hbar\omega (1 + 12 \gamma)$$

$$E(2\text{ph}, 2_2+) = E(2\text{ph}, 4_1+) = 2 \hbar\omega \left(1 + \frac{96}{7} \gamma\right),$$

$$E(2\text{ph}, 0_2+) = 2 \hbar\omega (1 + 18 \gamma).$$

Ces relations expriment une dégénérescence des états 2_2+ et 4_1+ . Dans le cas des isotopes de l'étain, l'absence des seconds états 2_2+ au voisinage des 4_1+ est générale. Il est donc permis de penser à une dégénérescence des états 4_1+ , 2_2+ et d'appliquer les relations précédentes de Belyaev et Zelevinsky³³ à nos valeurs expérimentales. On trouve $\gamma \simeq 3.5 \cdot 10^{-2}$. Cette valeur semble devoir être rejetée car les auteurs avaient prévu des valeurs positives pour γ en raison des faibles contributions des éléments de matrice "non diagonaux" des états pairs, vis-à-vis des éléments diagonaux. La valeur de

$\gamma \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ est assez petite pour estimer l'apport des éléments non diagonaux comme étant du même ordre que celui des éléments diagonaux.

En utilisant le modèle microscopique avec une approximation des phases au hasard (HRPA) plus élaborée que celle utilisée habituellement, Tamura et Udagawa³⁴ essayent de décrire essentiellement les états à deux phonons des noyaux sphériques. Les énergies des états à un phonon 2_1+ et à deux phonons 2_2+ , 0_2+ , 4_1+ sont données en fonction du paramètre g intensité de l'interaction Q-Q (quadrupole-quadrupole). Ces auteurs constatent qu'à partir de $g > 100$ MeV, les

états 2_2^+ et 4_1^+ sont dégénérés et que leur espacement avec 0_2^+ reste constant. Ces mêmes auteurs citent une communication privée de Mc Gowan et col qui ont étudié très soigneusement la nature des états excités de certains noyaux et ont observés la dégénérescence des états 4_1^+ et 2_2^+ dans un isotope de Pd sur trois, deux de Ru sur cinq et un de Cd sur trois. Les probabilités de transitions calculées sont trouvées égales pour les trois états du triplet.

$$\frac{B(E2, 4_1^+ \longrightarrow 2_1^+)}{B(E2, 2_1^+ \longrightarrow 0_1^+)} = 0.85$$

De ces deux études théoriques, de Belyaev et Zelevinsky ainsi que de Tamura et Udagawa, nous retenons essentiellement la possibilité de dégénérescence des états 4_1^+ et 2_2^+ .

Dans le cas des isotopes de l'étain, la valeur constante du rapport des énergies $E_{4_1^+} / E_{2_1^+} = 1.86$, assez proche de deux, et l'absence jusqu'à présent, des états 2_2^+ , plaident en faveur d'une nature collective des états 4_1^+ .

Nos tentatives de mesure des probabilités des transitions E2 ont donné :

$$^{118}\text{Sn} \quad B(E2, 4_1^+ \longrightarrow 2_1^+) \geq 2.02 \text{ e}^2\text{fm}^4$$

$$\text{alors que } B(E2, 2_1^+ \longrightarrow 0_1^+) = 460 \text{ e}^2\text{fm}^4$$

$$^{120}\text{Sn} \quad B(E2, 4_1^+ \longrightarrow 2_1^+) \geq 3.4 \text{ e}^2\text{fm}^4$$

$$\text{alors que } B(E2, 2_1^+ \longrightarrow 0_1^+) = 293 \text{ e}^2\text{fm}^4$$

Nos valeurs limites sont encore assez faibles pour être comparées aux valeurs prévues par le modèle hydrodynamique. La méthode de mesure directe de la durée de vie d'un niveau est limitée par la résolution des appareillages. La mesure indirecte par excitation coulombienne est, elle aussi, en difficulté. En effet, le premier niveau 2^+ des noyaux à

"couche fermée" se situe à la hauteur des états du triplet des noyaux vibrationnels voisins (Cd,Te). Contrairement à ces noyaux où les niveaux à deux phonons quadrupolaires sont atteints, ici, seuls les états à un phonon (quadrupolaire et octupolaire) sont excités.

Considérons maintenant le point de vue d'une description microscopique des noyaux à couche fermée. Dans ces calculs, les propriétés de tous les états sont traitées globalement par des mélanges de configurations à un nombre aussi peu élevé que possible de quasi-particules. Au début, des forces à courte portée (propriétés intrinsèques des états) et à longue portée (responsables des effets collectifs) semblaient devoir apparaître distinctement. Actuellement, des interactions dites "réalistes" sont utilisées pour traiter globalement toutes les propriétés (force de portée finie plus échange de spin, potentiel de Tabakin, force delta de surface, etc...). Aussi les états 4_1^+ sont-ils traités généralement par un certain nombre de configurations à 2 QP. La variation de l'énergie en fonction de la masse possède bien un maximum pour l'isotope 114 comme dans le cas des premiers états 2_1^+ , tab. 7. Le nombre de configurations importantes semble large dans ^{112}Sn et ^{114}Sn , mais, brusquement, il est réduit à la seule configuration $(h_{11/2})_{4+}^2$ pour tous les autres isotopes. Les calculs avec 2 QP et 4 QP donnent des résultats à peu près identiques aux précédents, tab. 10. La composante $(h_{11/2})_{4+}$ reste prépondérante à plus de 80%.

Les probabilités $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, calculées par les méthodes précédentes, donnent des valeurs de 300 à 400 $e^2\text{fm}^4$ pour les isotopes de l'étain. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux et présentent peu de variation en

fonction de la masse. Par contre, les probabilités $B(E2, 4_1+ \longrightarrow 2_1+)$ varient beaucoup d'un isotope à l'autre, tab. 18

$e_{\text{eff}} = 1$		$B(E2, 4_1+ \longrightarrow 2_1+)/e^2\text{fm}^4$	
A force		2 QP	2 QP + 4 QP
116	G	37.61	6.54
	P_2	76.28	4.26
120	G	10.04	11.78
	P_2	22.37	13.42
124	G	0.20	0.09
	P_2	0.05	0.06

G : Gauss

P_2 : Quadrupolaire

Tableau 18 : Probabilités de transitions calculées³⁵.

Citons les valeurs de Ram Ray et col³⁶ qui utilisent aussi l'approximation de Tamm-Dacoff avec des configurations à deux plus quatre quasi-particules (quadrupole-quadrupole) Q-Q : ^{116}Sn : $0.56 e^2\text{fm}^4$; ^{118}Sn : $10.55 e^2\text{fm}^4$ et ^{120}Sn : $6.41 e^2\text{fm}^4$. L'introduction des configurations à quatre quasi-particules pour une force donnée semble réduire les valeurs calculées avec des configurations à deux quasi-particules. La nature des forces influe beaucoup moins et sans tendance nette. Ces valeurs, de l'ordre d'une dizaine de $e^2\text{fm}^4$, se rapprochent des possibilités expérimentales par conversion temps-amplitude avec des photomultiplicateurs un peu plus rapides que ceux que nous avons utilisés.

En conclusion, nous pensons qu'aucun fait expérimental ne contredit jusqu'à présent la nature collective probable des premiers états 4_1+ . Leur identification comme éventuels membres du triplet comprend d'ores et déjà la valeur de leur énergie, proche du double de celle du premier état 2_1+ ; leur dégénérescence avec les seconds états 2_2+ , prévisible par la théorie, et enfin la valeur limite de la probabilité de transition $4_1+ \rightarrow 2_1+$ qui atteint déjà les valeurs des états à un nombre peu élevé de configurations de quasi-particules.

Etats 0_+ : (fig.20) L'existence d'un état 0_+ aux environs ^{du} 4_1+ est prévue par le modèle vibrationnel. L'expérience met en évidence l'existence de trois états 0_+ au voisinage du 4_1+ . Cette densité élevée de niveaux 0_+ n'est pas élucidée par les diverses considérations théoriques. Jusqu'à présent, on cherche encore à savoir lequel parmi ces états serait membre du triplet. La systématique des énergies des deux premiers états 0_+ excités montre une variation qui semble identique à celle des premiers états 3_- (un phonon octupolaire). Quant aux troisièmes états excités 0_4+ , ils sont identifiés uniquement dans trois noyaux (116 , 118 , 120). La variation de leur énergie semble décroître quand A augmente, mais il nous semble prématuré de dégager une systématique.

Etats 0_{2+} : Les états 0_{2+} présentent un rapport d'énergie $E_{0_{2+}} / E_{2_1+}$ trop inférieur à 2 pour qu'ils puissent être considérés comme membres du triplet : $^{114}\text{Sn}(1.32)$, $^{116}\text{Sn}(1.33)$, $^{118}\text{Sn}(1.43)$ et $^{120}\text{Sn}(1.60)$.

La description microscopique, limitée à des configurations à deux quasi-particules pures, montre ces états fortement déprimés dans le gap, au point d'apparaître avant l'état 2_1+ dans certains noyaux. Les poids

des diverses composantes $(5/2)_{0+}^2$, $(7/2)_{0+}^2$, $(1/2)_{0+}^2$, $(3/2)_{0+}^2$, $(11/2)_{0+}^2$ sont bien répartis mais sans cohérence de phase, tab.7. Des calculs récents³⁴ font apparaitre un grand taux de composantes à quatre quasi- particules dans les fonctions d'onde des états 0_2^+ . Ce fait qualitativement indépendant de la force employée et du nombre atomique, semble invalider l'habituelle théorie de Tamm-Dancoff à deux quasi-particules pures pour les bas états 0_+ . La méthode de calcul de Lorazo⁴⁴ nous donne, dans le cas de ^{118}Sn , une énergie de 1.52 MeV (au lieu de 1720 keV) pour le premier état excité 0_2^+ qui se trouve occuper 0.36% seulement de l'espace à "zéro paire brisée" ou seniorité zéro. Le reste de l'espace serait vraisemblablement occupé par la seniorité généralisée quatre qui correspond aux configurations à quatre quasi-particules. Ainsi, il semble difficile de décrire correctement les premiers états 0_+ dans un espace à deux quasi-particules ou avec la séniorité zéro seulement. Le calcul exact dans l'espace à deux et quatre quasi-particules ou avec les séniorités zéro et quatre semble encore irréalisable pour les noyaux d'étain qui possèdent beaucoup de paires de neutrons en dehors du "coeur".

Etats 0_{3+} :

Ces états posent les mêmes

problèmes que ceux d'énergie plus basse. Le rapport des énergies

$E_{0_{3+}}/E_{2_{1+}}$ n'est pas constant d'un noyau à l'autre : $^{114}\text{Sn}(1.50)$, $^{116}\text{Sn}(1.57)$, $^{118}\text{Sn}(1.67)$, $^{120}\text{Sn}(1.82)$. Dans le traitement

microscopique, l'approximation des configurations à deux quasi-

particules ne suffit pas à les décrire. Le calcul effectué dans l'espace

à zéro paire brisée pour ^{118}Sn nous donne une énergie trop élevée de

3.19 MeV (au lieu de 2059 keV) pour le second état excité 0_{3+} . Cette

valeur trop grande est due au choix d'une interaction simple

purement attractive : la force delta de surface. Dans ce cas aussi nous avons trouvé 0.30% seulement de configurations de séniorité zéro, le reste appartenant probablement à la séniorité quatre.

En conclusion, le rapport variable des énergies E_{0+}/E_{2_1+} nous amène à considérer les deux premiers états excités comme des membres peu probables du triplet. En ce qui concerne leur nature nous n'avons encore aucune indication expérimentale. Théoriquement, leur description nécessite l'introduction de configurations d'énergie élevée (quatre quasi-particules, séniorité quatre) alors qu'eux-mêmes se trouvent fortement déprimés en énergie dans le gap.

Etat 0_{4+} : La grande difficulté d'identifier des états excités $0+$ à énergie élevée, nous réduit à discuter le cas de trois noyaux seulement.

Dans ^{118}Sn l'état $0+$ à 2499 keV, mis en évidence par nous spectroscopiquement, est confirmé par réaction nucléaire²⁶. Dans ^{116}Sn l'état $0+$ à 2620 keV est observé uniquement par réaction nucléaire²⁶. Dans ^{120}Sn , le niveau à 2401 keV, observé par nous, peut être un état $0+$ ou $1+$. Comme nous l'avons souligné auparavant, nous pensons que c'est probablement un état $0+$, car, jusqu'à présent, aucun état $1+$ n'a été observé par spectroscopie nucléaire dans tous les noyaux d'étain.

Le rapport des énergies de ces états et des premiers $2+$ est $E_{0_{4+}}/E_{0_{1+}} = 2.04 \pm 0.01$. Cette valeur, constante pour les trois noyaux et de l'ordre de deux, constitue un indice important pour que ces états soient membres du triplet.

En conclusion, nous retenons ces états 0_{4+} comme les membres les plus probables du triplet, ainsi que les états 4_1+ , vraisemblablement dégénérés avec les états 2_2+ .

Etat 5- et 7- : (fig.23)

Ces états ne sont pas prévus par le modèle vibrationnel. Expérimentalement, ils sont observés uniquement par spectroscopie gamma-beta et seulement dans les trois noyaux d'étain 116, 118 et 120. De ce fait, il nous est difficile d'établir une systématique. Sur la fig.23, nous constatons la diminution des énergies des transitions $E2(7- \rightarrow 5-)$ quand A augmente, alors que c'est l'inverse qui se produit pour les transitions $E1(5- \rightarrow 4+)$. Le facteur de réduction des transitions E2 est de l'ordre de 10^{-1} alors que celui des E1 est environ 10^{-5} . L'interdiction de transition $5- \xrightarrow{E1} 4+$ se justifie par une nature du niveau 5- différente de celle du 4+. L'état 5- n'est donc pas de nature collective. D'ailleurs dans le modèle microscopique, il se trouve décrit par un très petit nombre de configurations à deux quasi-particules.

Les transitions $7- \xrightarrow{E2} 5-$, étant normales, justifient une similitude des natures individuelles des états 7- et 5-. Dans le modèle de quasi-particules, l'état 7- est construit avec la configuration dominante $(d_{3/2}, h_{11/2})_{7-} \rightarrow 99\%$. Quant à l'état 5-, il se compose de deux configurations $(s_{1/2}, h_{11/2}) \rightarrow 90\%$ plus $(d_{3/2}, h_{11/2}) \leftarrow 10\%$ pour les noyaux 112, 114, 116, et $(d_{3/2}, h_{11/2}) \rightarrow 90\%$ plus $(s_{1/2}, h_{11/2}) \leftarrow 10\%$ pour les isotopes 118, 120, 122, tab.7. Par ailleurs il a été confirmé que les composantes à quatre quasi-particules sont peu importantes dans la constitution des premiers états 7- et 5- (tab.10). Ainsi la description à deux quasi-particules étant admise, il est intéressant de voir si l'inversion rapide du mélange de configurations entre les deux groupes de noyaux se traduit par un effet quelconque. En ce qui concerne le facteur gyromagnétique des états 5-, il devrait varier de la valeur - 0.058 pour la

configuration prédominante ($h_{11/2}$, $s_{1/2}$) à -0.38 pour ($h_{11/2}, d_{3/2}$). Les valeurs expérimentales trouvées sont cependant égales à -0.065 ± 0.05 pour les trois isotopes 116 , 118 et 120. L'effet d'inversion ne semble pas perceptible dans ce cas. En ce qui concerne le facteur de transition E2, nos valeurs varient ainsi $F = 0.3$ (^{116}Sn), $F = 0.6 \cdot 10^{-1}$ (^{118}Sn) et $F = 4 \cdot 10^{-3}$ (^{120}Sn). Comme nous l'avons vu auparavant, la variation rapide vers le 120 s'explique bien par la variation du facteur de pairing $(v_{\alpha} v_{\beta} - u_{\alpha} u_{\beta})^2$ dans la probabilité de transition $B(E2)$ entre les couches $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$. Nous ne constatons pas d'inversion dans ce second cas.

configuration prédominante ($h_{11/2}$, $s_{1/2}$) à -0.38 pour ($h_{11/2}, d_{3/2}$). Les valeurs expérimentales trouvées sont cependant égales à -0.065 ± 0.05 pour les trois isotopes 116 , 118 et 120. L'effet d'inversion ne semble pas perceptible dans ce cas. En ce qui concerne le facteur de transition E2, nos valeurs varient ainsi $F = 0.3$ (^{116}Sn), $F = 0.6 \cdot 10^{-1}$ (^{118}Sn) et $F = 4 \cdot 10^{-3}$ (^{120}Sn). Comme nous l'avons vu auparavant, la variation rapide vers le 120 s'explique bien par la variation du facteur de pairing $(v_x v_{1/2} - u_x u_{1/2})^2$ dans la probabilité de transition $B(E2)$ entre les couches $2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$. Nous ne constatons pas d'inversion dans ce second cas.

III.C.2. Noyaux impairs

Les résultats expérimentaux sur les propriétés nucléaires des isotopes impairs de l'étain sont peu nombreux comparés à ceux des noyaux pairs. Certes, les travaux par réactions (d,p) , (d,t) et (p,p') ont établi, ces derniers temps, l'existence d'un grand nombre de niveaux pour chaque isotope stable. Ces études, extrêmement utiles dans l'identification des moments angulaires, déterminent cependant les énergies des états à 20 keV près seulement. Or, l'abondance des niveaux dans les impairs nécessite une meilleure résolution. Par spectroscopie beta-gamma, nous avons pu déterminer les niveaux des isotopes 113 et 115 jusqu'à une énergie de 2 MeV avec une précision de l'ordre de 1 keV.

Les états de basse énergie :

Les états excités de basse énergie des noyaux impairs consistent essentiellement en un coeur pair-pair plus une particule (ou un trou) dans l'un des états orbitaux suivants : $2d_{5/2}$, $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$. Les spectres expérimentaux correspondants à l'excitation d'un neutron pour les isotopes 113 , 115 , 117 , 119 , 121 , 123 et 125 sont simples, fig.35.

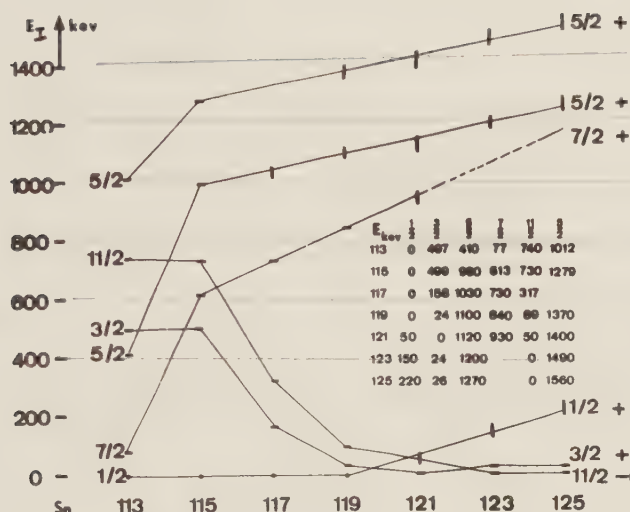


Fig.35 : Niveaux de basse énergie des isotopes de masse impaire.

Tous les niveaux $11/2^-$ constituent des états isomériques et leurs périodes ont été calculées. La théorie ne peut traiter ces niveaux comme des états à une particule pure. Dans le modèle microscopique, ils sont décrits par des configurations à une et trois quasi-particules. Les composantes à trois quasi-particules sont de faibles poids, tab.19. Néanmoins, elles jouent un rôle prépondérant en abaissant considérablement l'énergie de ces états par rapport aux prévisions à une quasi-particule pure.

Sn	117			119			121		
J	Exp	TDA ₁₃	%3QP	Exp	TDA ₁₃	%3QP	Exp	TDA ₁₃	%3QP
1/2+	0.0	0.0	5.6	0.0	0.0	5.1	0.05	0.01	4.6
11/2-	0.32	0.003	2.0	0.08	-0.08	1.3	0.05	-0.14	0.9
3/2+	0.16	0.17	4.0	0.024	0.09	3.6	0.0	0.0	3.2
7/2+	0.72	0.48	4.7	0.79	0.62	5.8	0.93	0.74	7.2
5/2+	1.03	0.86	4.8	0.93	1.02	6.7	1.12	1.12	76.7

Tableau 19 : Energie en MeV des états et pourcentage des composantes à 3 QP¹³.

Les états les plus abaissés sont ceux dont le couplage des états à une et trois quasi-particules forme un état 2+ comparable à un phonon quadrupolaire, (tab.19). Yoshida³⁷ a calculé directement la fonction d'onde des noyaux impairs comme la superposition de l'excitation d'une quasi-particule à celle d'un phonon. Il inclut dans la fonction d'onde un phonon de spin 2+ dont l'énergie $\hbar\omega$ est extraite d'une interpolation des résultats expérimentaux des noyaux pairs voisins. Les calculs numériques ont été réalisés pour avoir le spectre à une quasi-particule de neutron de niveaux non perturbés par l'action Q-Q. La séquence des niveaux est comparée à celle de l'isotope de l'étain ayant le même nombre de neutrons, fig.36.

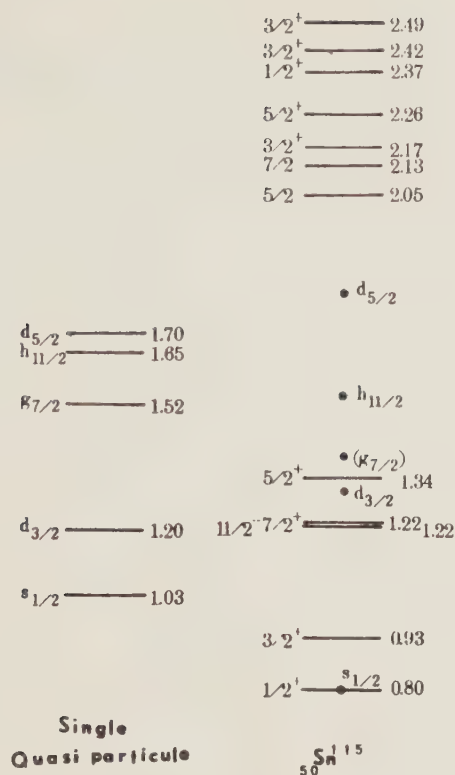


Fig.36 : Perturbation des états à une quasi-particule par l'interaction $Q-Q^{37}$. Les énergies sont calculées à partir de l'état de vide.

Le couplage entre phonon quadrupolaire et quasi-particule abaisse l'énergie de l'état fondamental et change la structure du spectre. Cette perturbation nous semble toutefois moins importante dans l'isotope 115. Est-ce dû au seul fait que l'énergie de l'état 2_1^+ est de même valeur dans les isotopes voisins 114 et 116 ?

Dans la systématique des états de basse énergie, les états $7/2^+$ et $5/2^+$ s'élèvent trop rapidement quand la masse augmente. En particulier, les premiers niveaux $7/2^+$ dans ^{123}Sn et ^{125}Sn semblent impossible à déterminer.

Les états d'énergie plus élevée :

La frontière entre les états élevés et ceux décrits ci-dessus s'établit avec l'apparition du second état $5/2+$. Entre cet état et le niveau inférieur, il semble exister un saut d'énergie constant de l'ordre de 300 keV pour tous les isotopes, fig. 35. Les niveaux plus élevés sont essentiellement des états $7/2-$, fig. 31 et 34. Dans le modèle du couplage à phonon et quasi-particule, on a cru négligeable l'influence du phonon octupolaire. En effet, l'état vibrationnel $3-$ se situe à une énergie bien plus élevée que l'état quadrupolaire $2+$. Or, les niveaux expérimentaux $7/2-$ peuvent s'expliquer assez bien par un couplage de l'état $3-$ et d'une quasi-particule. Les énergies de ces états $7/2-$ sont aux environs de 2.5 MeV, valeur de même ordre de grandeur que les énergies $3-$, fig. 20. Dans le modèle à Phonons plus Quasi-particule, Yoshida³⁷ trouve d'ailleurs la constante de couplage phonon octupolaire--quasi-particule plus grande que celle du couplage phonon quadrupolaire--quasi-particule. Parmi les états perturbés par l'interaction octupole-octupole, ce sont les états $7/2-$ qui se trouvent les plus affectés, fig. 37. Il semble d'ailleurs que ce soit l'orbite $f_{7/2}$ de la couche $N = 5$ (éq. 6) qui soit responsable de cet effet d'abaissement des états $7/2-$, car c'est une orbite relativement assez basse en énergie. Sur la fig. 37 est montré l'abaissement calculé du premier état $7/2-$, marqué en pointillés, ainsi que les autres états plus élevés. Notre étude expérimentale révèle bien l'existence des états $7/2-$ parmi les niveaux des isotopes d'étain de masse impaire.

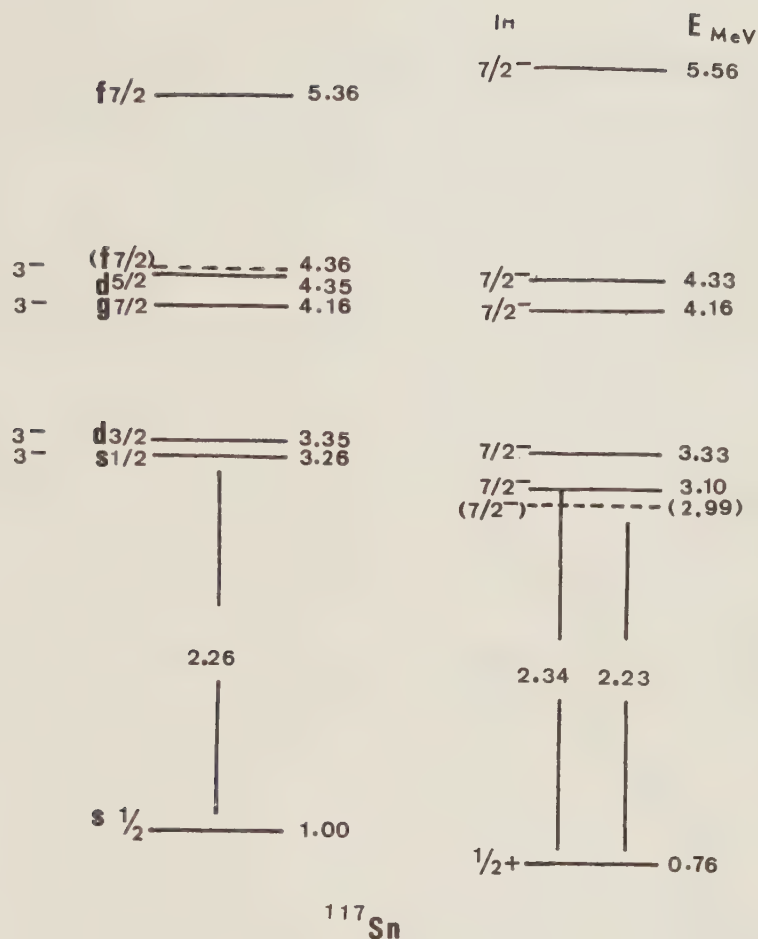


Fig.37 : Perturbation des états de QP par l'interaction $0-0^{37}$; états perturbés et non perturbés $7/2^-$.

Cependant nous constatons surtout la grande densité des états $5/2^+$ à des énergies relativement élevées.

Les divers modèles se sont limités jusqu'à présent à la description des états de basse énergie. Une étude détaillée des nombreux états $5/2^+$ n'a pas encore été faite à notre connaissance.

C O N C L U S I O N

Par désintégration des isotopes d'antimoine et de tellure, nous avons étudié les états excités des noyaux d'étain qui possèdent une couche fermée en protons. Nous avons établi les schémas de niveaux des isotopes 113, 114 et 115, peu étudiés. Nous avons trouvé de nouveaux états et précisé les énergies ainsi que les rapports d'embranchement de l'ensemble des états connus par spectroscopie dans les noyaux 116, 118 et 120. Dans les noyaux pair-pair, la systématique des premiers états ($2+$, $0+$, $4+$ et $3-$) montre une variation régulière et faible des énergies en fonction du nombre de masse. Grâce aux bonnes résolutions des détecteurs gamma au germanium, nous avons précisé les énergies des états $0+$ déterminés jusqu'à présent par réactions nucléaires. Ces états se trouvent dans une région d'énergie où tous les autres états paraissent être correctement traités par des configurations à deux quasi-particules dans la description microscopique. Les théoriciens attachent un grand intérêt à connaître la nature de ces états qui ne semblent pas collectifs. En particulier la question se pose de connaître l'emplacement des états qui possèdent un nombre élevé, par exemple quatre ou six quasi-particules. Le troisième état $0+$ excité est

celui qui se trouve être le plus près de l'énergie double de celle du premier état $4+$. Nous n'avons pas observé de seconds états $2+$ dans les isotopes d'étain étudiés à l'exception de celui du 116 d'énergie assez faible. Les premiers états $4+$ sont tous situés à 1,86 fois l'énergie du $2+$. Nos mesures limites de vie moyenne sont encore assez faibles pour nous prononcer en faveur de la nature collective prévue par le modèle hydrodynamique ou de celle à un nombre réduit de composantes à deux ou quatre quasi-particules du modèle microscopique. Nos valeurs des facteurs de réduction des transitions entre les états $5-$ et $7-$ concordent avec la théorie.

Pour les isotopes de masse impaire, nous observons

une densité de niveaux assez élevée. Les prévisions des états de basse énergie en termes de configurations à une et trois quasi-particules sont en accord avec l'expérience. La mise en évidence de l'abaissement de l'énergie de certains niveaux qui résultent d'un couplage intermédiaire de trois quasi-particules, confirme l'influence de la structure du premier état excité $2+$, qui peut bien s'expliquer comme une combinaison linéaire cohérente d'états à deux quasi-particules, sur la structure des noyaux impairs adjacents.

REFERENCES

1. S.G.Nilsson : Mat.Fys.Medd.29(1955)16
2. A.Bohr,B.Mottelson : Mat.Fys.Medd.27(1953)16
3. V.F.Weisskopf : Physics To-Day 14 n°7(1957)18
4. L.Wilet,M.Jean : Phys.Rev.102(1956)788
5. M.Sakai : Nucl.Phys.A 104(1967)301
6. K.Kumar : Bull.Am.Phys.Soc.12(1967)544
- " K.Kumar,M.Baranger : Nucl.Phys.A 92(1967)608
7. J.Bardeen,N.L.Cooper,J.R.Schrieffer : Phys.Rev.108(1957)1175
8. N.N.Bogoliubov : NuovoCimento 7(1958)794
- " J.G.Valatin : Nuovo Cimento 7(1958)843
9. G.Racah : Phys.Rev.62(1942)438
10. L.S.Kisslinger,R.A.Sorensen : Rev.Mod.Phys.35(1963)853
11. S.T.Belyaev : Mat.Fys.Medd.31(1959)11
12. R.Arview,E.Baranger,M.Veneroni,M.Baranger: Phys.Let.4(1963)119
- " R.Arview : Thèse Paris (1963)
- " R.Arview,E.Salusti : Nucl.Phys.66(1965)305
- " R.Arview,S.A.Moszkowski : Nucl.Phys.A 114(1968)161
13. T.T.S.Kuo,E.Baranger,M.Baranger : Nucl.Phys.79(1966)513
14. J.Sawicki : ICTP Trieste 10(1967)
- " A.Rimini,J.Sawicki,T.Weber : Phys.Rev.168(1968)1401
15. F.Tabakin : Ann.Phys.(N.Y.)30(1964)51
16. K.E.Lassila,M.H.Hull,J.M.Ruppet et col: Phys.Rev.126(1962)881
17. Communication privée AN/N°10/1968,IEN Alger
18. L.Marcus : C.R.Acad.Sc.17(1967)
19. H.Abou-Leila : Thèse Orsay (1967)
20. O.Rahmouni,H.Abou-Leila : Jour.de Phys.28(1967)857
- " O.Rahmouni : Jour.de Phys.20(1968)550
- " O.Rahmouni : Nuovo Cimento 57B(1968)389
- " O.Rahmouni : C.R.Acad.Sc.267(1968)736 B

21. M.G.Betigeri, H.Morinaga : Nucl.Phys.A 95(1967)176
22. E.Bodenstedt and al : Nucl.Phys.89(1966)305
23. K.Yagi et col : Nucl.Phys.A 111(1968)129
24. H.H.Bolotin, A.C.Li, A.Schwarzschild : Phys.Rev.124(1961)213
- " H.H.Bolotin : Phys.Rev.136(1964)1566
25. D.L.Allan, B.H.Armitage, B.A.Doran : Nucl.Phys.66(1965)481
26. E.J.Schneid, A.Prakash, B.L.Cohen : Phys.Rev.156(1967)1316
27. A.P.Patro, B.Basu : Nucl.Phys.34(1962)538
28. M.L.Seghal : Phys.Rev.124(1962)68
29. P.H.Stelson, F.K.Mac Gowan : Phys.Rev.110(1958)489
30. B.Hrastrik, V.Knapp, M.Vlakovic : Nucl.Phys.89(1966)412
31. J.de Boer : Proceedings Int.Conf.Nucl.Structure, Tokyo(1967)199
32. M.Gmitro, A.Rimini, J.Sawicki; T.Weber : IAEA Trieste IC 29(1968)
33. S.T.Belyaev, V.G.Zelevinski : Nucl.Phys.39(1962)582
34. T.Tamura, T.Udagawa : Nucl.Phys. 53(1964)33
35. P.L.Ottaviani, M.Savoia, J.Sawicki : Phys.Let.24 B(1967)353
36. Ram Ray, Y.K.Gambhir, M.K.Pal : Phys.Rev.163(1967)1004
37. S.Yoshida : Nucl.Phys.38(1962)380
38. C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Pearlman : Table of Isotopes, 6ème Ed
39. C.L.Nealy, R.K.Sheline : Phys.Rev.135(1964)B 325
40. G.Brüge : Thèse Paris (1967)
41. R.Alzetta, Y.K.Gambhir, M.Gmitro, A.Rimini, J.Sawicki, T.Weber:
IAEA Trieste IC 83(1968)
42. J.Kantele, M.Karras : Phys.Rev.135(1964)89
43. H.Ikegami, T.Udagawa : Phys.Rev.124(1961)1518
44. B.Lorazo : Thèse 3ème cycle, Paris (1968)
45. B.Skytte Jensen, O.B.Nielsen, O.Skilbreid : Nucl.Phys.19(1960)654

